PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 21 — 1. November 1930 — Redaktionsschluß für Nr. 23 am 10. November 1930. — 31. Jahrgang

INHALT:

Originalmitteilungen:

W. Schottky, Über den Entstehungsort der Photoelektronen in Kupfer—Kupferoxydul—Photozellen. S. 913.

E. Loedel-Palumbo, Über die „quantifizierte Rotation der Atome". S. 926.

R. G. Loyarte, Über das Vorkommen des Additions- und Subtraktions-Potentials 1,4 Volt im Quecksilberatom. S. 929.

W. Stockmann, Über Kopplungsschwingungen. Mechanisches Modell und physikalische Theorie. Mit Tafel XXXI. S. 939.

Vorträge und Diskussionen des VI. Deutschen Physikertages in Königsberg, Pr., vom 4.—7. September 1930.

H. Pose, Über Richtungsverteilung der von Polonium-α-Strahlen aus Aluminium ausgelösten *H*-Teilchen. S. 943.

G. Beck, Über die theoretische Behandlung der Atomzertrümmerungsprozesse. S. 945.

L. Meitner und H. H. Hupfeld, Prüfung der Streuungsformel von Klein und Nishina an kurzwelliger γ-Strahlung. S. 947.

Chr. Gerthsen, Der Kanalstrahlenstoß. S. 948.

O. Stern, Beugungserscheinungen an Molekularstrahlen. S. 953.

A. Korn, Die de Broglie-Wellen in mechanistischer Vorstellung und eine erweiterte Zustandsgleichung für Gase. S. 955.

E. Gehrcke, Objektive Vorführung der Haidingerschen Polarisationsbüschel. S. 957.

G. Joos, Die Jenaer Wiederholung des Michelsonversuchs. S. 958.

K. Schnetzler, Der Zeemaneffekt des Kaliumbromselenats. S. 958.

H. Rausch v. Traubenberg, Über die Erzeugung sehr hoher elektrischer Felder und ihre Anwendung in der Spektroskopie. S. 958.

M. Kulp, Analyse der ultravioletten Salzsäurebanden. S. 959.

H. Senftleben u. O. Riechemeier, Über die Reaktionskinetik bei der Bildung von Wasserstoffmolekülen aus den Atomen. S. 960.

H. Senftleben, Magnetische Beeinflussung des Wärmeleitvermögens paramagnetischer Gase. S. 961.

B. Lange, Über eine neue Art von Photozellen. S. 964.

W. Schottky, Über den Entstehungsort der Photoelektronen in Kupfer—Kupferoxydul—Photozellen. S. 970.

E. Gehrcke, Die Patina auf Quarzen als Zeitmesser. S. 970.

E. Gehrcke und E. Lau, Multiplex-Interferenzspektroskop. Mit Tafel XXXII. S. 973.

Besprechungen:

T. Levi-Civita e U. Amaldi, Lezioni di Meccanica Razionale. Vol. I. S. 975.

F. F. P. Bisacre, Praktische Infinitesimalrechnung. S. 975.

A. Korn, Elektrisches Fernsehen. S. 975.

E. C. Müller, Vereinfachte physikalische Schülerübungen im Lehrzimmer. S. 975.

R. Mayer, Die Haloerscheinungen. Probleme der Kosmischen Physik, XII. Band. S. 976.

R. Winzheimer, Übertragungstechnik. S. 976.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1930/31. S. 977.

Tagesereignisse. S. 984.

Personalien. S. 984.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Entstehungsort der Photoelektronen in Kupfer—Kupferoxydul—Photozellen.

Von W. Schottky.

1. Einleitung.

Beim Belichten eines Elementes der bekannten Trockengleichrichter, bestehend aus einer Kupferplatte mit darauf gewachsener Kupferoxydulschicht und geeigneter Gegenelektrode, tritt auch ohne angelegte Spannung ein Photostrom von nicht unbeträchtlicher Stärke auf. Dieser Effekt, der in einer Patentanmeldung der Westinghouse Brake Co. (Brit. Pat. 277 610, U.S.A. Priorität vom 14. 9. 1926) zum erstenmal beschrieben ist, darf heute schon als allgemein bekannt gelten[1]). Nach dem Westinghouse-Brake-Patent wird die Oxydulschicht direkt vom Licht getroffen; die eine Elektrode ist das Mutterkupfer, die andere ein durch eine Glasplatte gegen die Cu_2O-Schicht gedrückter Draht von Spiralform; das Licht fällt zwischen den Windungen der Spirale auf die Oxydulfläche. Die Zelle von B. Lange unterscheidet sich von jener Zelle dadurch, daß das Spiralgitter durch eine zusammenhängende durchscheinende Metallelektrode ersetzt ist; die Richtung des Photostromes ist dieselbe. Graffunder teilt einige Beobachtungen an einer von der Seite belichteten gewöhnlichen Cu_2O-Gleichrichterplattenkombination mit und weist darauf hin, daß durch eine Vorspannung, die den Stromdurchgang in der Zelle erleichtert, der Photoeffekt vermindert wird.

Die Vorstellungen, die sich die Entdecker und Wiederentdecker des Photoeffektes an Oxydulgleichrichtern von der Wirkungsweise dieser Zel-

1) B. Lange, diese Zeitschr. **31**, 139, 1930; W. Graffunder, diese Zeitschr. **31**, 375, 1930.

len machen, sind recht unbestimmt. In dem Westinghouse-Brake-Patent wird nur die Bedingung der „aufgewachsenen Metallverbindung" hervorgehoben. B. Lange nimmt an[1]), daß die Elektronen bei seiner Anordnung im Innern der durchsichtigen Metallschicht ausgelöst werden und, unter Überwindung einer kleinen Austrittsarbeit, in den angrenzenden unipolaren Halbleiter übertreten. Graffunder erwartet, daß der Strom eigentlich in Richtung des leichten Stromüberganges fließen müßte und bezeichnet die Erhöhung des Effektes durch eine angelegte Sperrspannung als paradox.

2. Ein Versuch über den Entstehungsort der Photoelektronen.

Unsere Aufmerksamkeit wurde auf die Erzeugung von Photoströmen in Trockengleichrichterkombinationen gelenkt, als sich durch Versuche ergeben hatte, daß das Auftreten eines hohen Widerstandes in der Sperrichtung, also die Ursache für die „Unipolarität" der Leitung, auf eine Schicht von außerordentlich geringer Ausdehnung an der Grenze zwischen Mutterkupfer und Oxydul beschränkt ist[2]); diese sperrende Schicht ist, wie die Messungen zeigten, bei 0 Volt Vorspannung noch fast unvermindert wirksam und verschwindet erst bei etwa 0,2 Volt Vorspannung in der Flußrichtung. Es lag nahe, anzunehmen, daß unter den vielen, durch auffallendes Licht im Innern von Halbleitern (Kupferoxydul) oder an der Oberfläche von Leitern (Kupfer) ausgelösten Photoelektronen alle innerhalb der beiden Medien erzeugten und wieder absorbierten kaum einen Beitrag zu einem spontanen Photostrom (d. h. ohne angelegte Spannung) liefern würden; wohl aber durfte man vermuten, daß die Photoelektronen, die vor ihrer Wiederabsorption die Sperrschicht durchquert hatten, die wirksame Quelle eines äußeren Photostromes sein konnten (vgl. auch Abschn. 7). Als solche wirksame Elektronen konnten sowohl die von der Metallseite wie die von der Oxydulseite ausgehenden in Frage kommen; starkes Überwiegen der in einem der beiden Medien ausgelösten Elektronenmenge wäre zu einer guten Wirksamkeit nötig.

Die ersten Messungen, die im Forschungslaboratorium des Siemens-Konzerns auf Grund dieser Überlegungen an Oxydul-Gleichrichterplatten im März 1928 durchgeführt wurden, ergaben das Bestehen eines gut meßbaren Photoeffektes, und zwar in dem Sinne, daß die Photoelektronen vom Kupferoxydul zum Mutterkupfer wandern. Als Gegenelektroden wurden von uns zuerst rechteckige kathodisch aufgestäubte Metallflecke verwandt, die nur einen Teil der äußeren Oxydulfläche bedeckten und neben denen das Licht durch das Kupferoxydul hindurch auf die Grenzfläche zwischen Kupferoxydul und Mutterkupfer fallen konnte.

Mit dem Nachweis des Effektes war jedoch noch nicht der Beweis erbracht, daß es sich tatsächlich um eine spezifische Wirkung des Lichtes in unmittelbarer Nähe der Sperrschicht, um eine „Sperrschicht-Photozelle", handelte. Es konnte die von Pfund[1]) eingehend untersuchte Elektronenbefreiung im Innern der Oxydulschicht eine Rolle spielen, die allerdings bisher niemals zur Beobachtung eines spontanen Photoeffektes, ohne Vorspannung, geführt hatte, es konnte sich um einen Vorgang an der oberen Elektrode handeln (wie Lange vermutet); endlich konnte eine Kombination von primären Erregungs- und sekundären Störungsvorgängen vorliegen. Dagegen durfte die Annahme, daß es sich, wie beim Becquereleffekt, um einen primären Elektronenvorgang mit nachfolgender Ionenbewegung handelt[2]), mit einem hohen Grade von Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden, da bei den seither gemachten unzähligen Versuchen mit Kupferoxydul, sowohl bei rein elektrischem wie lichtelektrischem Betrieb, bei Zimmertemperatur nie eine Spur von Ermüdungs- oder Polarisationserscheinungen beobachtet worden ist.

Die Frage nach dem Entstehungsort der Photoelektronen haben wir nun dadurch zu klären versucht, daß wir die Abhängigkeit des nach außen ableitbaren photoelektrischen Stromes von der Lage eines begrenzten Lichtfleckes relativ zu einer ebenfalls begrenzten Gegenelektrode beobachteten. Von den zahlreichen Versuchen in dieser

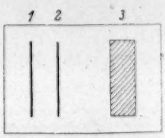


Fig. 1. Die Versuchszelle

Richtung, die von Herrn Dr. v. Auwers im Forschungslaboratorium und von Frl. Dr. Wyneken und Herrn Dr. Baust im Zentrallaboratorium der Siemenswerke durchgeführt wurden, möchte ich zunächst einen Versuch von Herrn Baust näher beschreiben.

Benutzt wurde eine Kupfer-Kupferoxydulgleichrichterzelle von 40 mm Breite und 60 mm Länge (Fig. 1), auf deren Oxydulseite je zwei

1) A. a. O.
2) W. Schottky und W. Deutschmann, diese Zeitschr. **30**, 839, 1929.

1) Phys. Rev. (2) **7**, 289, 1916.
2) Vgl. z. B. W. Vanselow und S. E. Sheppard, Journ. Phys. Chem. **33**, 331, 1929.

28 mm langen, etwa 0,5 mm breite Goldstriche 1 und 2 als Gegenelektroden kathodisch aufgestäubt waren. Die Striche 1 und 2 waren 10 bzw. 25 mm vom linken Rand entfernt; ein weiterer 10 mm breiter Goldfleck 3 (40—50 mm vom linken Rand) diente hauptsächlich zu Widerstandsuntersuchungen. Die Dicke der Oxydulschicht betrug etwa 80 μ. Auf diese Zelle wurde ein ebenfalls etwa 28 mm langer, den Elektrodenstrichen paralleler, 0,4 bis 0,5 mm breiter Lichtfleck (Lichtquelle eine gasgefüllte Drahtlampe) geworfen, dessen Lage relativ zu den Elektrodenstrichen variiert werden konnte. In Fig. 2 ist das Versuchsergebnis bei Abtastung in der Umgebung des Striches 1 an einer Oxydulzelle (Nr. V_1) aufgetragen, wobei das Meßinstrument (100 Ω; 1 Skt. = 10^{-6} A) zwischen Elektrode 1 und Mutterkupfer gelegt wurde. Abszissen sind die Elongationen des Lichtfleckes gegenüber der Koinzidenzlage mit dem Elektrodenstrich 1, Ordinaten die Photoströme in 10^{-6} Amp., die ohne Anlegung irgendeiner Vorspannung beobachtet wurden. Die beobachtete Stromrichtung ist derart, daß die Elektronen außen vom Mutterkupfer zu der Strichelektrode, also innen von dieser durch das Oxydul zum Mutterkupfer laufen. Man erkennt, daß dann, wenn die Elektroden- und Lichtstriche nahe nebeneinander liegen, ein Maximum des Ausschlages auftritt. Wenn beide Striche

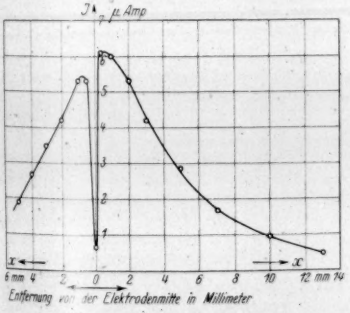


Fig. 2. Der Abtastversuch.

zur Deckung kommen, ist der Ausschlag praktisch auf 0 abgesunken. Da der Lichtstrich nicht für alle Farben scharf abgebildet ist und der Elektrodenstrich auch nicht ganz scharf und ganz geradlinig begrenzt ist, ist die völlige Ablösung des Lichtstrichs vom Elektrodenstrich wohl erst bei $\pm$ 1 bis 1,5 mm [statt $\pm$ 0,5 mm] einigermaßen sicher vollzogen. Von da an fällt jedoch der Photostrom nach einem einheitlichen Gesetz allmählich nach beiden Seiten ab; zu einem Absinken auf je $^1/_e$ ist jeweils etwa eine Verschiebung um 4 mm erforderlich.

3. Theoretische Auswertung des Versuches.

Unter den Deutungsmöglichkeiten dieses Versuchs soll hier diejenige rechnerisch diskutiert werden, die sich auf die Annahme eines reinen Sperrschicht-Photoeffektes stützt. Wenn sich unter dieser Annahme die beobachteten Gesetzmäßigkeiten quantitativ richtig wiedergeben lassen, wird man ein begründetes Zutrauen zu der Richtigkeit der Annahme haben.

Unsere Vorstellung ist folgende. In der Umgebung der Stelle[1]), wo das schmale Lichtbündel durch das Oxydul hindurch auf die Grenzfläche zwischen Kupferoxydul und Kupfer auftrifft, wird primär ein Strom I_F erzeugt, der die dort ausgebildete dünne Sperrschicht durchsetzt, und zwar gemäß der beobachteten Stromrichtung in dem Sinne, daß überwiegend im Kupferoxydul Photoelektronen ausgelöst werden, die zum Mutterkupfer wandern, während ein etwa im metallischen Kupfer photoelektrisch ausgelöster Gegenstrom auf alle Fälle an Stärke hinter dem Strom der im Oxydul ausgelösten Elektronen zurückbleibt. Über den Entstehungsort der Photoelektronen innerhalb der Lichtbahn braucht nichts vorausgesetzt zu werden; gezählt werden durch den Strom I_F alle Elektronen, die pro Zeiteinheit bis zum Mutterkupfer gelangen würden, wenn sich nicht unter dem Einfluß des erzeugten Photostromes Änderungen der Spannungsverteilung in der ganzen Zelle einstellten, die zusätzliche Ströme fließen lassen. Für diese zusätzlichen Ströme nehmen wir Strom-Spannungs-Beziehungen an, wie sie in der unbelichteten Zelle vorhanden sein würden; diese Annahme ist, wenigstens als Grenzannahme für schwache Belichtungen, durch den verhältnismäßig geringen Einfluß der Belichtung auf den von außen meßbaren Widerstand der Zelle sowie durch die weitgehende Hysteresefreiheit des beobachteten Photoeffektes experimentell gerechtfertigt; Anzeichen für das Auftreten einer Strukturstörung durch Photoelektronen im Sinne von Gudden und Pohl[2]), die zu Sekundärströmen und Ermüdungserscheinungen führen würden, haben wir im Gebiet des Sperrschichteffekts nicht beobachtet.

Den Photostrom durch die Sperrschicht, der nach dieser Auffassung als primäre Ursache der ganzen Vorgänge angesehen werden muß, bezeichnen wir als photoelektromotorischen oder einfacher als „photomotorischen" Strom. Veranschaulichen wir uns nun den Gesamtvorgang an einem Querschnitt durch die in Fig. 3 dar-

1) Diese Stelle wird im folgenden als „Auftreffstelle" bezeichnet.

2) Lichtelektrische Erscheinungen S. 156, J. Springer, Berlin 1928.

gestellte Oxydulzelle, der die Umgebung einer der Goldstrich-Elektroden 1 oder 2 wiedergibt.

Der vom Licht an der Auftreffstelle primär erzeugte photomotorische Strom I_F, dessen Richtung wir im Sinne des Elektronenstromes, also vom Oxydul zum Mutterkupfer, rechnen, hat, um sich zu schließen, verschiedene Wege. Ein Weg

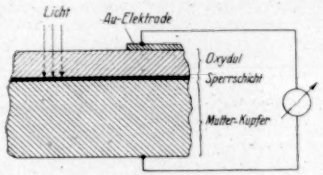


Fig. 3. Querschnitt durch die Oxydulzelle.

führt über das Mutterkupfer und das Meßinstrument (mit kleinem Widerstand) zur Gegenelektrode, dann durch das Oxydul zur anderen Seite des vom Photostrom überbrückten Teils der Sperrschicht zurück. Daneben steht dem Photostrom aber auch ein Kurzschlußweg vom Mutterkupfer durch die Sperrschicht und das Oxydul zur Oberseite der Auftreffstelle frei, also ein Weg, bei dem sich der Strom zu beiden Seiten der Auftreffstelle durch die Sperrschicht schließt. In dem Maße, wie sich der Strom auf diese beiden Wege verteilt, wird der äußere Anteil des Stromes variieren, und man sieht sofort, daß der äußere Strom I mit zunehmender Entfernung des Lichtfleckes von der Gegenelektrode nach einem bestimmten Gesetz abnehmen muß.

Zeichnen wir aus Fig. 3 ein Schaltschema heraus (Fig. 4). Als Stromquelle betrachten wir

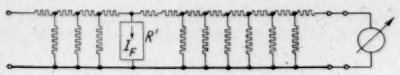


Fig. 4. Schaltschema der Oxydulzelle.

nur das photoelektrisch wirksame Stück der Sperrschicht. Der photomotorische Strom ist I_F, der innere Widerstand dieses Teils der Sperrschicht sei R'. Als Vorschaltelement vor dem Meßinstrument haben wir einen Längswiderstand der Oxydulschicht, der pro cm für die in Betracht kommende Breite l (28 mm) und Dicke d der Oxydulschicht $\frac{w}{l}\,\Omega$ betrage (w = Längswiderstand der Oxydulschicht von der Dicke d pro 1 cm Breite). Als Querwiderstand haben wir einen stetig verteilten Ableitungswiderstand durch die Sperrschicht hindurch, der für die Breite des Lichtstriches $\frac{\sigma}{l}\,\Omega$ pro cm beträgt. (σ Ableitungswiderstand pro cm²) Die Länge von der Auftreffstelle bis zum Anfang der Gegenelektrode sei x, die Länge bis zur äußeren Berandung der Photozelle ist dann $= a - x$ (a Entfernung von der Gegenelektrode zum linken Zellenrand).

Bei der Berechnung der Leitungswege im Oxydul nehmen wir die Breite des Lichtstriches unendlich klein an; der innere Widerstand R' wird dann unendlich groß. Wir haben also das Schaltbild einer Stromquelle mit unendlich großem innerem Widerstand, die zwischen „Erde" und einer begrenzten Leitung mit dem Widerstand $\frac{w}{l}$/cm und dem Ableitungswiderstand $\frac{\sigma}{l}\,\Omega$/cm gegen „Erde" einzuschalten ist; die eine Seite der Leitung ist offen, die andere Seite ist über das Meßinstrument kurzgeschlossen, gefragt wird nach dem Strom im Meßinstrument bei variabler Lage der Stromquelle, wobei der Widerstand des Meßinstrumentes zunächst $= 0$ angenommen sei.

Die nach allgemein bekannten Methoden durchzuführende Rechnung[1]) ergibt für den Strom I im Meßinstrument

$$I = I_0 \frac{\mathfrak{Cof}\left(\sqrt{\frac{w}{\sigma}}\,(a-x)\right)}{\mathfrak{Cof}\left(\sqrt{\frac{w}{\sigma}}\,a\right)} \qquad (1)$$

Ist speziell $a \gg \sqrt{\frac{\sigma}{w}}$ und $\gg x\left(\ldots \sqrt{\frac{\sigma}{w}}\right.$ wird sich später zu etwa 4 mm herausstellen —$\left.\right)$, so kann für $\mathfrak{Cof}\, z$ die Funktion $^1/_2 \cdot e^z$ eingesetzt werden, das Glied $e^{\sqrt{\frac{w}{\sigma}}\,a}$ hebt sich im Zähler und Nenner heraus, und man erhält:

$$I = I_0 e^{-\frac{x}{\xi}} \qquad (2)$$

mit

$$\xi = \sqrt{\frac{\sigma}{w}}. \qquad (3)$$

ξ hat hierbei die bekannte Bedeutung einer „Abklingstrecke"; in der Entfernung ξ von der oberen Elektrode ist die Photowirkung eines schmalen Lichtstreifens auf $^1/_e$ [illegible]gesunken[2]). Von (1) aus können wir durch Integration über Einzelwirkungen unendlich schmaler Lichtstriche gleicher Stärke auch ohne weiteres die Wirkung

1) Die Durchführung der Rechnung unter noch allgemeineren als den hier zugrunde gelegten Annahmen verdanke ich den Herren M[illegible]cke und Dr. Fender.

2) Daß im Grenzfall ein derartiger exponentieller Abfall des Photostromes mit der Entfernung auftreten muß, ist leicht einzusehen, da wo Längenintervall immer ein gleicher Relativbetrag des zur Verfügung stehenden Stromes durch Ableitung verloren geht.

eines Lichtstriches von der endlichen Breite b angeben, dessen Mittellinie die Abszisse x_0 hat. Setzt man den von einem Elementarstrich der Breite $\hat{c}x$ herrührenden photomotorischen Strom $\hat{c}I_F = i_F \hat{c}x$ (i_F spezifischer photomotorischer Strom), so wird:

$$I = \int_{x_0-\frac{b}{2}}^{x_0+\frac{b}{2}} i_F e^{-\frac{x}{\xi}} \hat{c}x = i_F b \frac{e^{\frac{b}{2\xi}} - e^{-\frac{b}{2\xi}}}{\frac{b}{\xi}} \cdot e^{-\frac{x_0}{\xi}}$$

oder

$$I = I_F \cdot \frac{\mathfrak{Sin}\,\frac{b}{2\xi}}{\frac{b}{2\xi}} \cdot e^{-\frac{x}{\xi}}. \qquad (4)$$

Hierbei ist wieder x statt x_0 gesetzt und der Strom $i_F \cdot b$ mit I_F bezeichnet. Man erkennt, daß auch hier das einfache Exponentialgesetz gilt; nur in dem konstanten Faktor des Gesetzes macht sich die Breite des Lichtstriches geltend, indem bei endlicher Breite b statt des Stromes $I_F = i_F \cdot b$ ein größerer Faktor auftritt. Solange allerdings $\frac{b}{2\xi}$ nicht größer als 1 wird, sind die Abweichungen sehr klein, da unterhalb 1 ja $\mathfrak{Sin}\,x \sim x$ ist. Bei unseren Versuchen ($b \sim 0{,}5$ mm, $\xi \sim 4$ mm) ist diese Bedingung erfüllt; ebenso sind, wenigstens für die Abtastungen auf der rechten Seite des Striches 1, die oben eingeführten Bedingungen für a erfüllt, so daß man hier mit der einfachen Formel (2) rechnen kann.

Ein Blick auf die Kurve (Fig. 2) lehrt, daß zwischen etwa 1,5 und 13 mm Abstand rechts von Strich 1 tatsächlich ein Abfall des Photostromes von ungefähr exponentiellem Charakter vorhanden ist. Der beobachtete Strom ist zwar nicht der Kurzschlußstrom, sondern ein Strom mit endlichem Instrumentenwiderstand (Widerstand R der Zelle von Strich 1 aus etwa 1700 Ω, Widerstand R_a des Instrumentes 100 Ω); das hat jedoch, wie eine einfache Überlegung ergibt, auf die Relativwerte keinen Einfluß. In der unmittelbaren Umgebung der Striche ($\pm$ 1,5 mm) machen sich Schattenwirkungen, Ungenauigkeiten der Begrenzung und Orientierung und vielleicht auch ein entgegengesetzt gerichteter Photoeffekt bemerkbar; dies Gebiet wird also aus der Diskussion auszuscheiden sein. Immerhin ermöglicht das Absinken auf etwa 1/10 innerhalb des genannten Bereiches schon eine hinreichend genaue Nachprüfung des Exponentialcharakters der Kurve.

Zu dem Zweck sind in Fig. 5 die auf der rechten Seite von Strich 1 gemessenen Stromwerte in logarithmischer Skala (jedoch mit numerischer Bezifferung) als Funktion des Abstandes von der Elektrode dargestellt. Zwischen 2 und

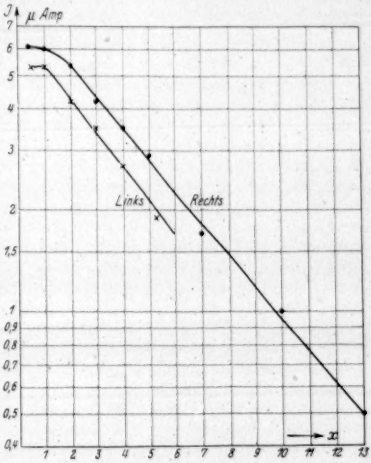


Fig. 5. Logarithmische Darstellung des Abtastversuches.

13 mm Abstand ergibt die Auswertung innerhalb der Fehlergrenzen eine gerade Linie, also eine Bestätigung des berechneten Exponentialgesetzes.

Ein noch wesentlich schärferes Kriterium für die Theorie als der allgemeine Charakter der Abtastkurve bietet sich in dem Vergleich der beobachteten Abklingstrecke, die man aus Fig. 5 zu 4,5 mm abliest, mit der nach Gl. (3) berechneten. Es kommt darauf an, ob die aus Fig. 5 entnommene Abklingstrecke mit den Berechnungen von ξ übereinstimmt, die aus direkten Widerstandsmessungen zur Bestimmung von w und σ gewonnen sind.

4. Berechnung der Abklingstrecke aus Messungen der Dunkelcharakteristik.

Eine von den Photomessungen unabhängige Bestimmung von w und σ und damit der Abklingstrecke ξ ist möglich auf Grund von Stromspannungsmessungen ohne Belichtung an der betreffenden Oxydulzelle, bei denen jedoch eine Gegenelektrode gebraucht wird, deren Abmessungen in allen Dimensionen groß gegen die Abklingstrecke ξ sind. Zu dem Zweck ist auf der Versuchsplatte die dritte Gegenelektrode von den Abmessungen 10 × 28 mm aufgebracht.

Bestimmung von w. Der Längswiderstand w pro Einheit der Länge und Breite der

Oxydulschicht von der Dicke d hängt mit dem spezifischen Widerstand ϱ des Oxyduls durch die Beziehung zusammen:

$$w = \frac{\varrho}{d}. \tag{5}$$

Der spezifische Widerstand ϱ innerhalb des Oxyduls — wir wollen ihn im Gegensatz zu den an den Elektrodengrenzflächen auftretenden Widerständen als spezifischen Bahnwiderstand bezeichnen — scheint eine von der Orientierung, Spannung und Stromrichtung innerhalb der Meßgenauigkeit unabhängige Größe zu sein. An diesem einfachen und bei unorientierten polykristallinen Substanzen fast trivialen Ergebnis hatten wir lange Zeit zu zweifeln allen Grund, da die Messungen an Kupferoxydulplatten, die durch Aufreduzieren, Aufelektrolysieren oder Aufstäuben von Metall mit Elektroden versehen waren, allen drei Annahmen zu widersprechen schienen. Erst durch Sondenmessungen gelang es, alle Abweichungen von diesen Annahmen auf Grenzflächeneffekte zurückzuführen; in keinem einzigen Fall wurde für den eigentlichen Bahnwiderstand eine Richtungs-, Spannungs- oder Orientierungsabhängigkeit nachgewiesen. Auch nach der (einwandfreien) Sondenmethode wurden allerdings bei verschieden hergestelltem massivem Kupferoxydul Unterschiede des Bahnwiderstandes etwa in den Grenzen von 1 : 100 festgestellt.

Ist F die Fläche der aufgebrachten großen Elektrode, R^+ der Grenzwert des Widerstandes $\left(\frac{\hat{c}\,e}{\hat{c}\,i}\right)$ bei großen positiven Flußspannungen und kann die Annahme gemacht werden, daß nur der wahre Bahnwiderstand für den Grenzwiderstand maßgebend ist, so gilt:

$$R^+ = \frac{d \cdot \varrho}{F}. \tag{6}$$

Hierbei ist wegen der Kleinheit von d gegenüber den Abmessungen von F die Streuung der Stromlinien von der begrenzten oberen zur allseitig überstehenden unteren Elektrode (der Mutterkupferplatte) vernachlässigt.

Ob die Annahme, daß R^+ nur den reinen Bahnwiderstand des Oxyduls mißt, zu Recht besteht, hängt davon ab, ob Übergangswiderstände jeder Art an den beiden Grenzflächen Mutterkupfer/Oxydul und Oxydul/Goldelektrode hinreichend vermieden sind. Hierbei kommen sowohl spannungsabhängige (unipolare) Sperrwiderstände wie, bei unvollkommenem Kontakt, Ohmsche Siebwiderstände in Frage. Gegen Sperrwirkungen an der oberen Elektrode haben wir uns experimentell zu sichern gesucht, indem wir den Teil der Versuchszelle, wo die Elektrode 3 aufgetragen ist, vorher mit dem Sandstrahlgebläse absandeten; nach Versuchen mit massiven Oxydulplatten von etwa 600 μ Dicke verschwindet hierbei die an geätzten Platten auftretende Sperrwirkung weitgehend, allerdings nicht so exakt, daß nicht Widerstände äquivalent einer Oxydulschichtdicke von einigen μ Dicke möglich wären. Auf Siebwiderstände infolge unvollkommenen Kontaktes besteht besonders an der Grenze Oxydul/Mutterkupfer Verdacht. Soweit eine Unbestimmtheit in der Ermittlung von ϱ aus (6) bleibt, liegt sie im Sinne zu großer ϱ-Werte; die wahren ϱ-Werte können nur kleiner sein.

Nehmen wir den etwa durch Siebwiderstände bedingten Fehler in (6) zunächst als unbeträchtlich an — auf eine Kontrolle kommen wir weiter unten zurück —, so können wir w aus (5) und (6) bestimmen:

$$w = \frac{F R^+}{d^2}. \tag{7}$$

Bestimmung von σ. Bei der Bestimmung von σ, dem spezifischen Sperrschichtwiderstand bei der Vorspannung 0, ist folgendes zu beachten. Würde der Strom einer der begrenzten oberen Elektroden 1 bis 3 nur senkrecht durch die Oxydulschicht hindurch zum Mutterkupfer fließen, so würde der Differentialquotient $\left(\frac{\hat{c}\,e}{\hat{c}\,i}\right)_{e=0}$ ($\hat{c}\,e$ und $\hat{c}\,i$ kleine Spannungs- und zugehörige Stromvariation bei Dunkelheit) direkt die Summe von Bahn- und Sperrschichtwiderstand, bezogen auf die betreffende Elektrodenfläche, liefern. Da sich ferner dieser Wert als groß gegen den Wert von $\frac{\hat{c}\,e}{\hat{c}\,i}$ bei großen positiven Vorspannungen, also groß gegen den Bahnwiderstand erweist (bei den untersuchten Zellen 30—100 mal so groß), so wäre es erlaubt, mit einem zu vernachlässigenden Fehler die Größe σ aus dem gemessenen Bahnwiderstand $\left(\frac{\hat{c}\,e}{\hat{c}\,i}\right)_{e=0} = R^0$ nach der Gleichung:

$$R^0 = \frac{\sigma}{F},$$

zu berechnen.

Hier ist jedoch der Einfluß des Randes vernachlässigt. Wegen der guten Bahnleitfähigkeit des Oxyduls und der schlechten Leitfähigkeit der Sperrschicht breitet sich ein nicht unerheblicher Teilstrom von den Rändern der Elektroden durch die Oxydulschicht seitwärts aus, und es kommt dadurch eine zusätzliche Leitfähigkeit zustande, die bei ebenen Elektrodenrändern, bis auf gewisse Korrekturglieder, durch die Leitfähigkeit einer Randschicht von der Breite ξ quer durch die Sperrschicht hindurch wieder-

gegeben werden kann[1]). Ist U der Umfang des Randes und wird der Einfluß der Ecken vernachlässigt, so gilt also für den reziproken Widerstand einer Elektrode angenähert die Gleichung:

$$\frac{1}{R^0} = \frac{F + U\xi}{\sigma}, \qquad \sigma \simeq R^0 (F + U\xi) \ldots \quad (8)$$

Indem man Gl. (8) nacheinander auf die Elektroden 3 und 1 anwendet und die beiden Gleichungen miteinander kombiniert, gelangt man zu der Beziehung:

$$\sigma = R_3^0 F_3 \vartheta_3 \cdot \quad (8a)$$

Hier ist ϑ_3 ein Zahlenfaktor, der angibt, in welchem Verhältnis die Elektrodenfläche F_3 zu vergrößern ist, um unter Berücksichtigung der Randableitungen die „effektive Elektrodenfläche" zu erhalten (für die Vorspannung 0).

ϑ_3 hat den Wert:

$$\vartheta_3 = \frac{1 - \dfrac{F_1 U_3}{F_3 U_1}}{1 - \dfrac{U_3 R_3^0}{U_1 R_1^0}} \quad (9)$$

und strebt, wie es sein muß, mit wachsender Elektrodenfläche F_3 ($F_3 \gg F_1$; also auch $R_1^0 \gg R_3^0$) dem Wert 1 zu.

Durch Kombination von (8a) mit der ebenfalls auf die Elektrode 3 angewandten Gleichung (7) erhält man für $\xi = \sqrt{\dfrac{\sigma}{w}}$ den Ausdruck ($\xi = \xi'$):

$$\xi' = d \sqrt{\frac{R_3^0}{R_3^+}} \sqrt{\vartheta_3}. \quad (10)$$

Eine Unsicherheit der Bestimmung von ξ nach dieser Methode liegt, wie oben bemerkt, in der Ermittlung des wahren, von Sieb- und Sperrwiderständen freien R^+-Wertes der Elektrode 3. Da die R^0-Widerstände groß gegen die R^+-Widerstände sind, sind diese etwaigen Zusatzwiderstände bei der Bestimmung der R^0 sicher zu vernachlässigen, und es ist daher eine ξ-Bestimmung erwünscht, die sich nur auf die R^0-Werte stützt. Dies ist, wie aus Gl. (8) hervorgeht, dadurch möglich, daß sich die von ξ abhängige Randableitung bei verschieden großen Elektroden in verschiedenem Maße auswirkt. Indem wir (8) wieder auf die Elektroden 1 und 3 anwenden, σ eliminieren und nach ξ auflösen, erhalten wir ($\xi = \xi''$)

$$\xi'' = \frac{F_3 - F_1 \dfrac{R_1^0}{R_3^0}}{U_1 \dfrac{R_1^0}{R_3^0} - U_3}. \quad (11)$$

[1]) Die strenge Theorie dieser Phänomene, zurückgeführt auf bekannte Beziehungen an Kettenleitern, wird demnächst in einer Veröffentlichung der Herren Kerschbaum und v. Auwers gelegentlich einer allgemeinen Untersuchung über derartige Photozellen in den Ann. d. Phys. gegeben werden.

Diese Bestimmung wird am genauesten, wenn bei der einen Elektrode die Randableitung groß gegen die Flächenableitung ist, bei der anderen umgekehrt. Das ist bei den benutzten Elektroden (Breite 0,5 und 10 mm) und den auftretenden Abklingstrecken (1,2—4,5 mm) annähernd der Fall. In Fig. 6 ist für die angegebenen Dimen-

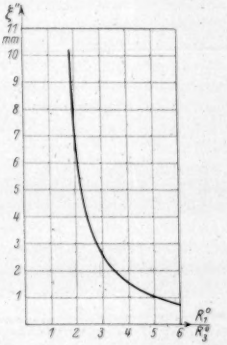


Fig. 6. Kurve zur Ermittelung von ξ''.

sionen der Elektroden 1 und 3 der Wert von ξ'' in Abhängigkeit von $\dfrac{R_1^0}{R_3^0}$ graphisch dargestellt. Man erkennt, daß die Bestimmung von ξ'' für Verhältnisse R_1^0/R_3^0 unter 2,5 ziemlich ungenau wird. Die Variation der Breite b_1 von 0,5 auf 1 mm bedingt, wie man durch das Eintragen der betreffenden Nebenkurven findet, im ganzen Bereich eine Variation von etwa $\pm$ 0,3 mm.

Gemessen wurden an der Zelle V_1 folgende Werte:

$R_3^+ = 0{,}91\ \Omega$
$R_1^0 = 1690\ \Omega$
$R_3^0 = 670\ \Omega$
$d = 75\,\mu = 7{,}5 \cdot 10^{-3}$ cm
$b_1 = 0{,}43$ mm $= 4{,}3 \cdot 10^{-2}$ cm
$b_3 = 10$ mm $= 1$ cm
$l = 28$ mm $= 2{,}8$ cm
$U_1 = 57$ mm $= 5{,}7$ cm; $F_1 = 0{,}12$ cm²
$U_3 = 76$ mm $= 7{,}6$ cm; $F_3 = 2{,}8$ cm².

Daraus berechnet sich zunächst nach (9):

$$\vartheta_3 = 1{,}94$$

und damit nach (10):

$$\xi' = 2{,}84 \text{ mm}.$$

Andererseits findet man $R_1^0/R_3^0 = 2{,}53$, also nach Fig. 6:

$$\xi'' = 3{,}8 \text{ mm}.$$

Der aus den rein photoelektrischen Abtastmessungen ermittelte ξ-Wert war $4{,}5 \pm 0{,}5$ mm[1]; berücksichtigt man die Fehlergrenzen der statisch ermittelten R-Werte, die Möglichkeit einer gewissen Materialverschiedenheit an den Elektroden 1 und 3 sowie die Vernachlässigung der Kanteneffekte, so kann man feststellen, daß die Übereinstimmung von Theorie und Rechnung für den Vergleich von $\xi_{beob.}$ mit ξ'' innerhalb der Fehlergrenzen eine befriedigende ist. Bei der völligen gegenseitigen Unabhängigkeit der Widerstandsmethode und der photoelektrischen Bestimmungsmethode darf diese Übereinstimmung als überzeugender Beweis für die Richtigkeit der gemachten Annahmen angesehen werden.

Der aus der R_3^+-Messung berechnete Wert ξ' ergibt sich dagegen um etwa den Faktor 0,63 zu klein. Wir hatten oben bemerkt, daß jeder zusätzliche Sperr- oder Siebwiderstand beim Übergang zwischen Oxydul und Elektrode einen scheinbar zu kleinen Wert für ξ ergeben müßte. Wir werden also aus dem tatsächlichen Auftreten eines solchen Verkleinerungsfaktors auf die Realität solcher in der Flußrichtung noch bestehender Siebwiderstände schließen; der Vergleich der R_1^+- und R_3^+-Messungen, in die die Zusatzwiderstände an der oberen und unteren Elektrode verschieden eingehen, läßt hier, wie in anderen Fällen, den Schluß zu, daß es sich um in der Flußphase übrigbleibende Übergangswiderstände (Siebwiderstände) an der eigentlichen Sperrschichtgrenze, also der Grenze von Mutterkupfer und Oxydul handelt. Indem man den wahren Bahnwiderstand aus dem photoelektrisch beobachteten ξ-Wert und dem nach (8a) zweifelsfrei zu ermittelnden σ-Wert nach (3) berechnet und von dem gemessenen abzieht, findet man für den zusätzlichen Siebwiderstand R_z eine äquivalente Oxydulschichtdicke von etwa 60 μ, also von ähnlicher Größe wie der Bahnwiderstand (bei der hier vorhandenen Schichtdicke von 75 μ). In anderen Fällen spielt der Siebwiderstand noch eine bedeutend größere Rolle, so daß wir uns bei der Auswertung der weiteren Messungen im wesentlichen auf die von dieser Unsicherheit freie Bestimmung nach (11) beschränken werden.

5. Weitere Abtastmessungen ohne Vorspannung.

In Fig. 7 ist in derselben Darstellungsweise wie in Fig. 5 eine Abtastmessung mit einem 0,4 mm breiten Lichtstrich auf der linken Seite der Elektrode 3 von derselben Zelle V_1 wiedergegeben.

Man findet wieder das Exponentialgesetz, hier innerhalb eines Intervalls von etwa 1 : 30, bestätigt; die bei etwa 6 mm auftretende Parallelverschiebung der Kurve zu etwa 20 Proz. höheren Werten ist dadurch bedingt, daß an dieser Stelle die Grenze von dem gesandeten Gebiet der Oxy-

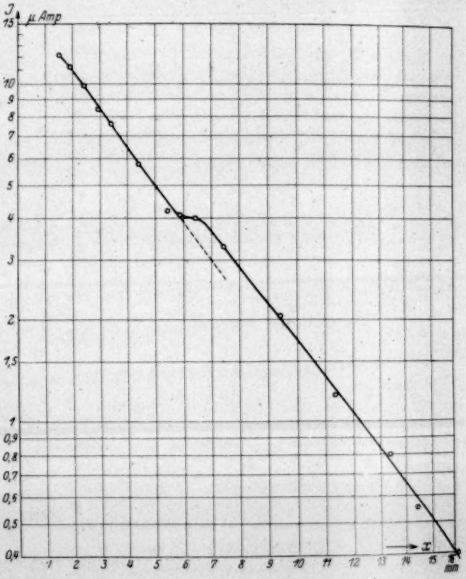


Fig. 7. Abtastmessung an Elektrode 3 von Zelle V_1.

duloberfläche (mit stärkerer diffuser Reflexion) zu dem ungesandeten (geätzten) Gebiet überschritten wird. Die beobachtete Abklingstrecke ist innerhalb der ganzen Meßreihe konstant = 4,0 mm, in hinreichendem Einklang mit der Messung an der Strichelektrode 1 (4,5 mm) und der Berechnung (3,8 mm).

An der Versuchszelle V_2, die ebenso behandelt ist wie V_1, nur daß hier die Gesamtoberfläche der Zelle gesandet ist, wurde an der Strichelektrode 1 ebenfalls das exponentielle Abklinggesetz bestätigt; gemessen wurde in einem Stromintervall etwa 10 : 1 rechts, etwa 2 : 1 links des Strichs. Die Abklingstrecken sind rechts 3,3, links 4,3 mm; das bewertete Mittel ist etwa 3,7 mm.

Die Widerstandsmessungen ergeben bei dieser Zelle die Werte $R_1^0 = 1330$, $R_3^0 = 600\ \Omega$, also $R_1^0/R_3^0 = 2{,}22$. Daraus liest man nach Fig. 4

[1] Der dazu gehörige R_1^0/R_3^0-Wert wäre 2,3 statt 2,53 (beobachtet).

einen ξ''-Wert von etwa 4,8 mm ab, der diesmal also etwas größer ist als der beobachtete ξ-Wert. Die Messung von R_3 und der Vergleich von $\xi_{beob.}$ mit dem daraus nach (10) berechneten ξ'-Wert führt zur Annahme eines restlichen Siebwiderstandes im Flußgebiet mit einer äquivalenten Oxydulschichtdicke von etwa 130 μ.

Die Zellen VI_1 und VI_2 wurden einer anderen Glühbehandlung unterworfen als die Zellen V. Während die Zellen V nach Bildung der Oxydulschicht bei etwa 1000° C einen Nachglühprozeß bei etwa 500° durchmachten, der zur Bildung einer schwarzen Oxydschicht führte, und dann abgeschreckt und abgeätzt wurden, sind die Zellen VI sofort von etwa 1000° abgeschreckt; sie zeigen keine primäre Oxydulbildung, sondern eine glänzende rote Oberfläche. Von Zelle VI_1 ist wieder nur die Umgebung der großen Elektrode 3 gesandet, während VI_2 total gesandet ist.

Fig. 8 zeigt die Abtastmessungen an der rechten Seite der Strichelektrode 1 von Zelle VI_1.

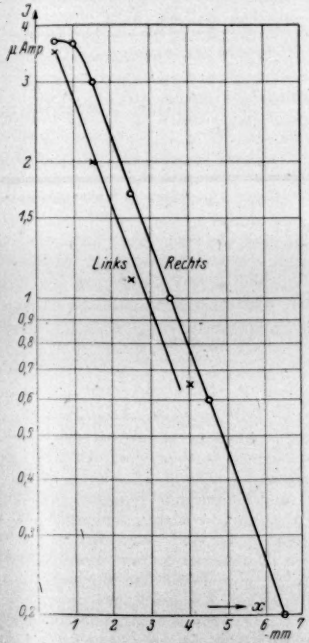


Fig. 8. Zelle VI_1, ohne Zwischenglühung.

Es gilt wieder das Exponentialgesetz, die Abklingstrecke $\xi_{beob.}$ ist 1,8 mm. Die Höchstwerte der Photoströme sind etwa halb so groß wie bei den gleichen Elektroden an den Zellen V, der innere Widerstand ist jedoch bedeutend größer, so daß die photoelektrische Leistungsfähigkeit dieser Zellen, falls der hohe Widerstand wirklich ausgenutzt werden kann, eher größer ist als bei den Zellen V.

Weitere Messungen an derselben Elektrode, die mit monochromatischem Licht von der Wellenlänge 6000 Å durchgeführt wurden, um die Chromasie der Lichtstrichfigur zu vermeiden, ergaben links und rechts des Strichs 1 dieselbe Abklingstrecke von 1,8—1,9 mm. Dagegen zeigte eine über das Stromverhältnis 1 : 400 ausgedehnte Abtastmessung links neben dem Elektrodenstrich 3 eine etwas kleinere Abklingstrecke von 1,45—1,55 mm, die zweifellos auf Materialverschiedenheiten zurückgeführt werden muß. (Es zeigt sich bei der ganzen Zelle eine systematische allmähliche Verkleinerung der Abklingstrecke von links nach rechts.) Auch bei dieser Messung wird die Grenze gesandet-ungesandet überschritten; der Unterschied beträgt hier etwa 60 Proz. zugunsten der nicht gesandeten Fläche. Bei dem glasigen, klaren Charakter der abgeschreckten Schicht ist dieser größere Unterschied gegenüber dem Vergleich von gesandeter und geätzter Schicht bei Zelle V_1 (20 Proz.) wohl verständlich.

Die gemessenen Widerstände waren bei Zelle VI_1: $R_1^0 = 8700\ \Omega$, $R_3^0 = 2730\ \Omega$, also $R_1^0/R_3^0 = 3{,}15$. Also nach Fig. 6: $\xi'' = 2{,}3$ mm, etwas größer als $\xi_{beob.} = 1{,}8$ mm. Die Messung von R_3^+ und der Vergleich von $\xi_{beob.}$ mit ξ' zeigt, daß hier viel höhere Siebwiderstände (äquivalent etwa 900 μ Oxydulschichtdicke) auftreten; dies ist der Hauptgrund, der diese Zelle für Gleichrichterwirkung wesentlich ungeeigneter macht als die getemperte Zelle.

An der Zelle VI_2 wurde an Strich 1 in einem Stromintervall von 1 : 20 eine Abklingstrecke $\xi_{beob.} = 2{,}15$ mm festgestellt. Die Berechnung aus den Widerständen $R_1 = 6600\ \Omega$, $R_3^0 = 2500\ \Omega$ ergibt $\xi'' = 3{,}15$ mm, unter Benutzung einer Widerstandsmessung an der Elektrode 2 dagegen $\xi'' = 2{,}2$ mm, also im ganzen hinreichende Übereinstimmung mit $\xi_{beob.}$. Die äquivalente Schichtdicke des Siebwiderstandes aus der R_3^+-Messung ergibt sich hier zu etwa 550 μ.

Weitere Messungen an einer Zelle II_3, die ähnlich wie die Zellen V hergestellt war, jedoch aufelektrolysierte *Cu*-Striche ($b_1 = b_2 = 60\ \mu$) statt der aufgestäubten Goldstriche aufwies, ergaben an Strich 1 Abklingstrecken von etwa 1,35 mm. Beobachtet wurden Widerstände $R_1^0 = 730\ \Omega$, $R_2^0 = 275\ \Omega$, hieraus $\xi'' = 1{,}68$ mm. Die Übereinstimmung ist befriedigend. Eine ebenso hergestellte Zelle II_4 ergab an den Elektroden 1 und 2 die Werte $R_1^0 = R_2^0 = 710\ \Omega$,

$R_3^0 = 145\ \Omega$, daraus $\xi'' = 1{,}2$ mm. Abtastmessungen wurden an II_4 nicht gemacht. Die R_3^+-Messungen an II_2 und II_4 ergaben für den Siebwiderstand äquivalente Oxydulschichtdicken von etwa 150 μ.

In Tabelle I sind schließlich die R^0- und R^+-Messungen an sämtlichen Zellen und Elektroden, soweit sie durchgeführt sind, zusammengestellt.

Tabelle I.

Zelle	R_1^+	R_1^0	R_2^+	R_2^0	R_3^+	R_3^0
V_1	340	1690	330	1800	0,91	670
V_2		1330			1,95	600
VI_1	2600	8700			105	2730
VI_2		6600	560	8000	47	2500
II_2	37	730			3,85	172
II_4	55	710	55	710	3,82	145

Aus dieser Tabelle ist die leidliche Übereinstimmung der Widerstandswerte an entsprechenden Elektroden gleicher Herstellungsart zu ersehen; die neu eingetragenen Daten R_1^+ und R_2^+ erlauben jedoch, zusammen mit den R_3^+ und den bekannten Flächengrößen der Elektroden, noch Rückschlüsse auf den Ort der zusätzlichen Widerstandswirkung im Flußgebiet, von der wir wiederholt gesprochen haben. Auch hier sind, wenigstens bei den Zellen VI und II, die Widerstände nicht den Flächen umgekehrt proportional, sondern bei den dünnen Elektroden relativ kleiner als bei den breiten. Wir gehen auf die Verhältnisse nicht im einzelnen ein, sondern bemerken nur, daß auf Grund einer Abklingstreckenüberlegung, ganz analog der bei den R^0-Widerständen, festgestellt werden kann, daß die beobachteten zusätzlichen Siebwiderstände zum überwiegenden Teil an der Grenze von Oxydul und Mutterkupfer liegen müssen.

6. Abtastmessungen bei verschiedenen Vorspannungen.

Durch Widerstandsmessungen an Kupfer-Kupferoxydulzellen ist festgestellt, daß der spezifische Sperrschichtwiderstand σ von der Vorspannung stark abhängt; bei den besten Gleichrichterzellen ändert er sich von etwa -2 bis $+0{,}5$ Volt ungefähr im Verhältnis 1000 : 1; darauf beruht ja die Gleichrichterwirkung. Es lag nahe, die dadurch bedingte Variation der Abklingstrecke zu untersuchen; bei negativen Vorspannungen (Oxydul negativ gegen Mutterkupfer) war eine bedeutend längere Abklingstrecke zu erwarten als im Gebiet positiver Vorspannungen.

Die Durchführung dieses einfachen Gedankens hat allerdings mit einer prinzipiellen und einer experimentellen Schwierigkeit zu rechnen. Prinzipiell ist zu berücksichtigen, daß die Vergrößerung oder Verkleinerung der Abklingstrecke nur in solchen Entfernungen von der Elektrode zu erwarten ist, die selbst von der Größenordnung der Abklingstrecke sind; darüber hinaus ist, wie bei den entsprechenden Kettenleitern, die angelegte statische Spannung ihrerseits auf Bruchteile der zwischen den Elektroden liegenden Spannung abgeklungen, und es ist dann mit einem Übergehen in die normale Abklingstrecke ohne Vorspannung zu rechnen. Experimentell bietet die Messung statischer Photoströme in Überlagerung mit statischen Spannungsströmen größere Schwierigkeiten, sobald die Photoströme erheblich kleiner als die Spannungsströme werden; das verhindert die Feststellung der sehr kleinen Abklingstrecken, wie sie bei höheren positiven Spannungen zu erwarten wären. Ferner ist gerade das der Elektrode unmittelbar benachbarte Gebiet, in dem sich die Vergrößerung der Abklingstrecke besonders bemerkbar machen sollte, durch Unschärfe der Elektrodenbegrenzung, der Lichtstrichfigur und der gegenseitigen Orientierung beider Längsachsen experimentell unsicher; zufällig wurden diese Messungen auch gerade an einer Zelle (II_2) vorgenommen, die eine kleine Normalabklingstrecke (1,35 mm) besaß.

Immerhin geht aus Fig. 9, in der die Messungen rechts und links der Strichelektrode 1 zur Konstruktion gemeinsamer Abklinggeraden vereinigt sind, deutlich eine Variation der Neigung, also eine Veränderung der Abklingstrecke mit Variation der Vorspannung hervor. Die mittleren Abklingstrecken sind für

Vorspannung	$\xi_{beob.}$
$-0{,}4$ Volt	1,9 mm
$-0{,}05$ „	1,6 „
0 „	1,35 „
$+0{,}05$ „	1,25 „

Einigermaßen geradlinig werden die Kurven erst außerhalb etwa 1 mm Abstand von der Koinzidenzlage, d. h. bei 0,5 mm breitem Elektroden- und Lichtstrich, bei etwa 0,5 mm mittlerem Abstand von Elektrodengrenze und Lichtstrichgrenze. Es sind also, wenigstens bei der positiven Vorspannung mit ihrer kleinen Abklingstrecke, nur Teileffekte, die man noch mißt, so daß sich ein Vergleich mit den Variationen von σ, das bei den genannten Spannungen ungefähr im Verhältnis 27 : 10 : 7,5 : 4,5 absinkt, kaum lohnt. Immerhin sieht man, daß unter den genannten Vorbehalten die Messungen mit dem Gesetz ξ prop $\sqrt{\sigma}$ ziemlich in Einklang stehen dürften.

Zur Beurteilung der interessanten Frage, ob die Verschiedenheit der Werte etwa bei 1 mm

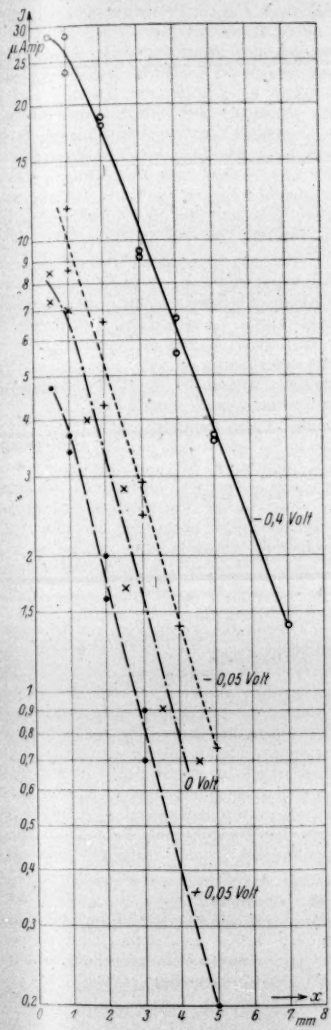


Fig. 9. Abtastmessungen bei verschiedenen Vorspannungen an Zelle II_2.

Abstand (d. h. 0,75 mm Entfernung Elektrodenrand-Lichtstrichmitte) ausschließlich auf das verschieden schnelle Abklingen von einem gleichen Grenzwert aus zurückzuführen ist, oder ob auch der photomotorische Strom selbst von der Vorspannung abhängt, reichen die Messungen nicht aus. Nach andern Methoden gewonnene Resultate zu dieser Fragestellung werden an anderer Stelle veröffentlicht werden.

7. Ausblick[1]).

Die Frage nach dem Entstehungsort der Photoelektronen in der beschriebenen Leiter-Halbleiter-Kombination, die in dieser Veröffentlichung so ausführlich behandelt wurde, ist nur ein kleines Glied in einer großen Kette von teilweise tiefergehenden und physikalisch interessanteren Fragen, die sich an den Effekt anknüpfen. Die Feststellung, daß in diesem einen Fall praktisch nur diejenigen Elektronen als Quelle des äußeren Photostromes wirksam sind, die eine besondere, an der Grenze von Leiter und Halbleiter ausgebildete Sperrschicht großen Widerstandes durchdrungen haben, während die im Kupferoxydul selbst erzeugten und wiederabsorbierten Photoelektronen keinen Beitrag liefern, scheint mir jedoch grundlegend für einen ganzen Fragenkomplex, der ein z. Z. noch wenig geklärtes und von den reinen Physikern meist gemiedenes Gebiet umfaßt, das Gebiet des Becquerel-Effektes und der elektromotorischen Kräfte an belichteten Kristallen[2]). Ich erinnere hier, außer an die große Literatur des Becquerel-Effektes, an die Beobachtungen von E. Kennard und O. Dieterich an massivem Kupferoxydul mit Messingklemmen[3]), an die Untersuchungen von H. Sheldon und H. Geiger an Argentitkristallen mit aufgesetzten Kontaktspitzen[4]), endlich an die Arbeiten von Coblentz über Sulfide[5]). Der Zusammenhang mit unserem Problem wird wohl am engsten berührt in der Kritik von Gudden[6]): „Coblentz weist mit Recht darauf hin, daß hohe Thermokraft, Unipolarität der Leitung (Gleichrichterwirkung) und lichtelektrische Wirkung häufig zusammen auftreten, lehnt aber nach sachlicher Prüfung einen inneren Zusammenhang ab. Man könnte noch hinzunehmen, daß vielfach oder meist in diesen Fällen der Temperaturkoeffizient des Widerstandes negativ ist und vielfach der Widerstand überdies von der Spannung abhängt. Man wird wahrschein-

1) Hinzugefügt bei der Korrektur am 27. 8. 30. Der Verf.

2) Vgl. hierzu die ausgezeichnete Darstellung von R. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen, Springer 1928, bes. S. 174—195 und 267—278.

3) Phys. Ber. (2), **9**, 58, 1917.

4) Proc. Nat. Ac. Am. **8**, 161, 1922; Phys. Rev. (2) **22**, 461, 1923.

5) Phys. Rev. (2), **13**, 154, 1919; Scient. Pap. Bur. Stand. Nr. 486, 1924.

6) A. a. O., S. 185.

lich annehmen dürfen, daß ein großer Teil dieser Erscheinungen nur durch äußere und innere Grenzflächen bedingt ist[1]) und muß sich hüten, in ihnen die Eigenschaften der reinen Kristalle zu sehen."

Nachdem durch die beschriebenen Abtastversuche am Oxydulgleichrichter mit begrenzter Gegenelektrode ein Fall realisiert worden ist, wo der Photoeffekt nur an der Grenze von Halbleiter und Leiter auftritt, braucht man in der Tat nur ein kleines Stückchen weiter zu gehen, um auch den von Coblentz hervorgehobenen Zusammenhang mit der „Unipolarität der Leitung" zu deuten. Wir wissen aus unseren Versuchen mit Gleichrichterlamellen wie mit massivem Kupferoxydul, daß hier eine „Unipolarität der Leitung" im Innern des Kristalls nicht existiert, daß die „Unipolarität" vielmehr immer auf die Eigenschaften einer sehr dünnen Sperrschicht zurückzuführen ist. Wir dürfen — offenbar im Einverständnis mit Gudden — dies Resultat für allgemein gültig halten. Ist es das aber, so weist eine beobachtete Unipolarität der Leitung oder ein beobachteter „spannungsabhängiger Widerstand" (der in vielen Fällen durch Gegeneinanderschaltung zweier unipolar leitender Kombinationen erklärt werden kann) auf das Auftreten von Übergangswiderständen besonderer Art an der Grenze zweier Medien hin, die zur Folge haben, daß, ohne angelegte Vorspannung, der überwiegende Teil des gesamten in dem untersuchten Stromkreise vorhandenen Widerstandes sich auf Schichten von submikroskopischer Dicke an der Grenze der beiden Medien zusammendrängt. Darf man nun annehmen, daß der photoelektrische Mechanismus an der Grenzfläche in allen Fällen einen bestimmten, durch die Grenzfläche der beiden Medien hindurchtretenden „photomotorischen Strom" auslöst, der von der Größe des Sperrschichtwiderstandes und von seiner Variation mit der Vorspannung in gewissen Grenzen unabhängig ist[2]), so ist es klar, daß bei gleichem „photomotorischem Strom" diejenige Anordnung die größte elektrische Leistung abzugeben imstande ist, die an der Grenze der beiden Medien den größten Sperrschichtwiderstand besitzt. Sinkt der Sperrschichtwiderstand auf o herab, so wird bei dem geringsten äußeren Widerstand der Photostrom verschwinden, da die kleinste Gegenspannung an der Grenzfläche genügt, um beliebig große Gegenströme fließen zu lassen. Und auch bei äußerem Kurzschluß werden keine Photoströme beobachtbar sein, weil die minimalsten inneren Vorschaltwiderstände der Zellen genügen, um hinreichende Gegenspannungen an beiden Seiten der Grenzfläche auftreten zu lassen. Somit erweist sich das Auftreten einer Sperrwirkung an der Grenze der beiden Medien als notwendige Bedingung eines meßbaren Effektes, und eine solche Sperrwirkung wird bei den bekannten Schwierigkeiten in der Aufbringung extrem dünner Isolierschichten zwischen festen Medien[1]) bisher anscheinend von der Natur am besten und gleichmäßigsten an der Grenze zweier Medien geboten, die eine elektrische Gleichrichterwirkung gegeneinander zeigen.

Für den hier herausgeschälten physikalischen Vorgang möchte ich, speziell bei Benutzung gleichrichtender Sperrschichten, die Bezeichnung Sperrschicht-Photoeffekt vorschlagen. Wie weit sich dieser Vorgang, der in der Oxydul-Gleichrichterphotozelle wohl zum erstenmal rein verwirklicht worden ist, an anderen Leiter-Halbleiter-Kombinationen, wenn möglich mit besserem Wirkungsgrade, auffinden und technisch verwerten läßt, ist noch Ziel der Untersuchung. Für Kupferoxydul hat sich eine optisch, wenn auch nicht elektrisch, günstigere Anordnung schon finden lassen; das Licht wird nicht durch eine immerhin ziemlich viel wirksames Licht absorbierende Oxydulschicht hindurch zu der sperrenden Grenzschicht gesandt, sondern durchdringt nur eine durchscheinende, auf massives Oxydul aufgestäubte Metallschicht, hinter der, an der Grenze des Oxyduls, eine gleichrichtende Sperrschicht ausgebildet ist[2]), während auf der Hinterseite des Oxyduls ein möglichst wenig sperrender Kontaktbelag aufliegt. Da auch hier die Elektronen primär im Kupferoxydul ausgelöst werden und durch die Sperrschicht zum angrenzenden Metall übergehen, ist die Stromrichtung umgekehrt wie bei der in der Elektrodenanordnung sonst sehr ähnlichen Kupfer-Kupferoxydulzelle mit durchscheinender Vorderelektrode, bei der der überwiegende Photostrom an der Hinterwand des Oxyduls ausgelöst wird.

Die hier veröffentlichten Versuche und Überlegungen stellen nur einen kleinen Teil der in unserem Kreise auf dem Gebiet der Sperrschichtphotozellen bisher geleisteten Untersuchungsarbeit dar; weitere Veröffentlichungen werden folgen[3]). Viel größer aber erscheint der Bereich der bisher ungelösten Fragen und Aufgaben.

1) Von uns gesperrt gedruckt.

2) Vgl. hierzu auch eine kürzlich in den „Naturwissenschaften" **18**, S. 832, 1930 erschienene vorläufige Mitteilung von H. Kerschbaum.

1) Vgl. hierzu die Versuche von M. Volmer, 1917.

2) Vgl. die Notiz von E. Duhme u. W. Schottky, Die Naturwissenschaften 1930, S. 375.

3) Vgl. Anm. S. 919.

Die experimentellen Grundlagen der vorliegenden Arbeit verdanke ich den Mitarbeitern des Zentrallaboratoriums der Siemens & Halske AG. und des Forschungslaboratoriums des Siemenskonzerns. Außer den im Text genannten Herren möchte ich an dieser Stelle noch Herrn Dr. Duhme und Herrn Dr. Waibel vom Forschungslaboratorium für ihre Mitarbeit, besonders bei Herstellung der Versuchszellen, danken.

Zusammenfassung.

1. An Kupferplatten mit aufgewachsener Oxydulschicht wurde auf der Oberseite der Oxydulschicht eine geradlinig begrenzte Gegenelektrode aufgebracht und ohne angelegte Vorspannung der Photostrom zwischen Mutterkupfer und Gegenelektrode gemessen. Belichtet man mit einem dem Elektrodenrand parallelen dünnen Lichtstrich, so klingt der Photostrom mit wachsender Entfernung des Lichtstriches vom Elektrodenrand nach einem Exponentialgesetz ab. Die beobachteten Abklingstrecken ξ_{beob} liegen in der Größenordnung von einigen mm; die Elektronen fließen hierbei vom Mutterkupfer durch das Meßinstrument zur Gegenelektrode.

2. Die theoretische Deutung dieses Gesetzes ergibt sich aus der Annahme, daß der Photostrom an der Grenze von Oxydul und Mutterkupfer erzeugt wird, nachdem das auffallende Lichtbündel die Oxydulschicht durchdrungen hat. Die in der Nähe dieser Grenze im Kupferoxydul ausgelösten Photoelektronen durchlaufen die dort vorhandene Sperrschicht; dieser „photomotorische Strom" vermag sich entweder über Meßinstrument und Gegenelektrode oder zu beiden Seiten der Auftreffstelle durch die Sperrschicht hindurch zu schließen.

3. Die Auswertung dieses Ansatzes führt auf ein Schaltschema, bei dem das Meßinstrument am Ende eines aus Längs- und Querwiderständen zusammengesetzten Kettenleiters liegt, in dem an variabler Stelle ein erzeugender Strom von konstanter Stärke wirksam ist. Man berechnet in Übereinstimmung mit dem Abtastbefund einen exponentiellen Abfall des Meßinstrumentenstromes mit wachsender Entfernung des Erzeugungsortes, wobei die berechnete Abklingstrecke dieses Gesetzes $\xi' = \sqrt{\frac{\sigma}{w}}$ wird (σ Sperrwiderstand pro cm², w Längswiderstand der Leitung pro cm Breite und Länge).

4. Die so berechnete Abklingstrecke läßt sich prinzipiell aus einfachen Widerstandsmessungen an der Oxydulzelle bestimmen. σ ist praktisch gleich dem Querwiderstand der Oxydulzelle mit unbegrenzter Gegenelektrode, pro cm² und ohne Vorspannung. w ist durch den spezifischen Widerstand des Oxyduls und die Dicke der Oxydulschicht gegeben.

5. Da der spezifische Widerstand des Oxyduls von Zelle zu Zelle variiert und eine sichere direkte Bestimmung aus Querwiderstandsmessungen wegen gewisser auch im Flußgebiet noch vorhandener Sperreffekte nicht möglich ist, wird ein anderer Effekt zur unabhängigen Bestimmung von ξ herangezogen. Die starke 0-Volt-Sperrwirkung an der Grenze Oxydul-Mutterkupfer, zusammen mit der guten Leitfähigkeit des Oxyduls, bedingt bei einfachen Stromspannungsmessungen eine scheinbare Verbreiterung begrenzter Elektroden um eben dieselbe Strecke ξ. Der Vergleich der 0-Widerstände einer sehr schmalen und einer breiten Gegenelektrode erlaubt, die Breite dieses Randes und damit eine Größe ξ'' durch reine Widerstandsmessungen festzustellen.

6. Die Werte ξ'' und $\xi_{beob.}$ sind bei den untersuchten Zellen nach der Herstellungsart verschieden, stimmen aber untereinander innerhalb der Fehlergrenzen (etwa 30 Proz.) überein. Damit ist nachgewiesen, daß es sich bei dem untersuchten Effekt tatsächlich um einen „Sperrschicht-Photoeffekt" handelt im Sinne einer Anfang 1928 vom Verfasser eingeführten Arbeitshypothese.

7. Die spontanen Photoströme bei günstigster Lage des Lichtstriches unterscheiden sich bei den Zellen verschiedener Herstellungsart nur wenig (V : VI : II etwa wie 1 : 0,75 : 1,25). Der lineare photoelektrische Wirkungsgrad (proportional dem Photostrom und der Wurzel aus dem inneren Widerstand) ist bei den nicht getemperten Zellen VI trotz etwas kleinerer Photoströme am günstigsten (V : VI : II etwa wie 1 : 1,65 : 0,85).

8. Aus dem Vergleich der Widerstandsmessungen im Flußgebiet an verschieden breiten Gegenelektroden wird auf die unter 5. erwähnte Existenz restierender Widerstände (Siebwiderstände?) an der Sperrschichtgrenze auch bei hohen Flußspannungen geschlossen. Die restierenden Sperrwiderstände entsprechen bei den 3 Zellentypen V, VI und II etwa Oxydulschichtdicken von 130, 700 und 280 μ.

9. Messungen bei variabler Vorspannung und dadurch variiertem Sperrschichtwiderstand ergaben, wie erwartet, eine Vergrößerung der Abklingstrecke mit wachsendem Sperrwiderstand.

10. Auf die Bedeutung der vorliegenden Untersuchung für die allgemeine Theorie des Sperrschicht-Photoeffektes wird hingewiesen. Der Zusammenhang zwischen „unipolarer Leitung" und Photoeffekt an den Elektroden von kristallinen Halbleitern wird erläutert.

(Eingegangen 7. August 1930.)

Über die „quantifizierte Rotation der Atome".

Von Enrique Loedel-Palumbo.

In Arbeiten, welche kürzlich in dieser Zeitschrift erschienen sind, stellt Loyarte, gestützt auf Übereinstimmungen, welche er beobachtet hatte, die Hypothese auf, daß die Atome der Elemente, speziell des Quecksilbers, Thalliums und Kaliums eine Rotationsbewegung haben, deren Energie auf dieselbe Weise sprunghaft wechselt wie der Rotator mit freier Achse der Quantenmechanik.

Im folgenden werden wir beweisen, daß die Übereinstimmungen, welche durch Loyarte und seine Mitarbeiter festgestellt wurden, ganz und gar zufällig sind, oder auch, daß diese Übereinstimmungen nach der Wahrscheinlichkeitsrechnung zu erwarten waren.

Nennen wir ν die Wellenzahl, welche zur Emission einer Spektrallinie eines Atoms gehört, bedingt durch die Variation seiner äußeren Elektronenanordnung. Ferner sei $\Delta\nu$ die Wellenzahl, welche nach Loyarte zur Variation eines Quantums der Energie des Atoms gehört, wenn man dieses als Rotator betrachtet. Wenn zur gleichen Zeit, in der die Energie des Atoms variiert, bedingt durch die Beschaffenheit seiner Elektronen, sich eine Änderung in der Rotationsenergie ergibt, so wird die Aussendung einer Linie von einer Wellenzahl ν' auftreten, so daß:

$$\nu' = \nu \pm \Delta\nu.$$

Im allgemeinen kann die Rotationsenergie noch in ihren ganzen Vielfachen auftreten, so daß allgemeiner:

$$\nu' = \nu \pm n\,\Delta\nu.$$

Wenn man annimmt, daß n nur die Werte 1,2 und 3 für jede bekannte Linie des Spektrums eines Elementes annehmen kann, wenn außerdem diese Linie durch die Variation der äußeren Energie des Atoms hervorgerufen ist, so würden hierdurch 6 neue „Rotationslinien" entstehen, welche zur primären Linie einen Abstand von $\pm\Delta\nu$, $\pm 2\Delta\nu$, $\pm 3\Delta\nu$ haben.

Hiernach müßten die Spektralserien mehrmals wiederholt sein, und die Abstände in der Wellenzahl zwischen den einen Linien und den anderen müßten einer Konstanten gleich sein, welche ein ganzes Vielfaches von $\Delta\nu$ beträgt.

Für Quecksilber nimmt Loyarte $\Delta\nu = 11316\ \mathrm{cm}^{-1}$. Sehen wir ein Beispiel an, welches wir einer der Tabellen von Loyarte (7) entnehmen und welches sich auf das Funkenspektrum des Quecksilbers bezieht. Der Linie der Wellenlänge

$$\lambda = 4463{,}80\ \text{Å}$$

entspricht eine Wellenzahl

$$\nu = 22396{,}2\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

Wenn diesem Ausdruck $\Delta\nu$ zugezählt wird, so erhält man eine Wellenzahl, die einer „Rotationslinie" entspricht:

$$\nu' = 22396{,}2 + 11316 = 33712{,}2,$$

und die Länge der entsprechenden Welle ist:

$$\lambda' = 2965{,}4\ \text{Å}.$$

Man findet wirklich, daß im Spektrum des Quecksilbers eine Linie vorkommt, deren Wellenlänge beobachtet wurde und

$$\lambda'_{\text{beob.}} = 2965{,}03\ \text{Å}$$

beträgt, welche der Wellenzahl

$$\nu'_{\text{beob.}} = 33716{,}7$$

entspricht. Die Übereinstimmung der berechneten und beobachteten Beträge bewegt sich zwischen der Grenze

$$\lambda'_{\text{beob.}} - \lambda'_{\text{ber.}} = 0{,}37\ \text{Å}$$

und

$$\nu'_{\text{beob.}} - \nu'_{\text{ber.}} = 4{,}5\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

Indem er auf diese Weise vorgeht, findet Loyarte im Quecksilberfunkenspektrum, daß, indem $\Delta\nu = 11316\ \mathrm{cm}^{-1}$ ein- oder zweimal zugezählt oder abgezogen wird, die Herkunft der 43 optischen Linien erklärt werden kann. Es könnte merkwürdig erscheinen, daß diese Übereinstimmungen das Resultat des reinen Zufalls seien, und doch ist es so.

Nehmen wir einen beliebigen Wert für $\Delta\nu$, und gehen wir in derselben Weise vor wie Loyarte, und wir werden auch und zwischen denselben Grenzen eine große Anzahl von Übereinstimmungen finden, welche natürlich durch die enorme Linienzahl jedes optischen Spektrums im großen und ganzen hervorgerufen wird. Der beliebige Wert von $\Delta\nu$ sei $10000\ \mathrm{cm}^{-1}$, und wenden wir ihn auf die Linien des Quecksilberfunkenspektrums an, die in der Tabelle VIII der Arbeit von Naudé[1]) angegeben sind.

Die Ergebnisse, welche wir erzielen nur durch Zuzählen des beliebigen $\Delta\nu$ sind in der Tabelle I verzeichnet. Wir betrachten zwei Linien als übereinstimmend, wenn ihre Wellenzahl in weniger als ± 5 abweicht, um so zwischen denselben Grenzen der Übereinstimmung wie Loyarte zu sein. In der 1. Kolumne der Tabelle I sind die Werte der Wellenzahl um 10000 vergrößert geschrieben, welche bestimmten durch Naudé gegebenen Linien entsprechen, in der

1) S. M. Naudé, Ann. d. Phys. 1, 15, 1929.

2. Kolumne jene beobachteten Werte von Naudé, welche anderen Linien entsprechen, und in der 3. Kolumne endlich die Differenzen δ zwischen den Werten von ν' und von $\nu + \Delta\nu$. Also würden die Werte von ν' „Rotationslinien" entsprechen, wobei das Rotationsquantum 10000 cm^{-1} entspricht.

Tabelle I.

Beliebige Werte von $\Delta\nu = 10000\ cm^{-1}$.

$\nu + \Delta\nu$	$\nu'_{beob.}$	$\delta \cdot 10^5$	$\nu + \Delta\nu$	$\nu'_{beob.}$	$\delta \cdot 10^5$
23301,4	23304,7	+ 3,3	37535,5	37536,1	+ 0,6
28164,2	28165,6	+ 1,4	38140,3	38143,	+ 2,7
30148,0	30148,8	+ 0,8	38299,5	38302,0	+ 2,5
30772,2	30771,7	− 0,5	38785,2	38780,4	− 4,8
31687,2	31691,3	+ 4,1	41369,9	41373,2	+ 3,3
33582,1	33581,3	− 0,8	42729	42733,3	+ 4,3
33733,8	33737,8	+ 4,0	42938,3	42937,5	− 0,8
33911,3	33907,3	− 4,0	43473,0	43476,2	+ 3,2
34050,9	34050,9	0,0	43519,6	43518,2	− 1,4
34145,6	34141,1	− 4,5	43566,7	43567,7	+ 1,0
34788,5	34784,5	− 4,0	44950,9	44949,4	− 1,5
34953,9	34950,9	− 3,0	50300,3	50303,6	+ 3,3
35065,0	35064,9	− 0,1	51318,8	51317,3	− 1,5
35243,9	35246,1	+ 2,2	51874,3	51878,5	+ 4,2
35838,1	35838,3	+ 0,2	53536,2	53532,4	− 3,8
36460,8	36462,7	+ 1,9	64923,1	64919,9	− 3,2
36950,9	36952,7	+ 1,8	—	—	—

Wie man sieht, erhält man 33 Koinzidenzen nur durch Zuzählen von $\Delta\nu$; die Zahl der Übereinstimmungen würde größer sein, wenn man außerdem $2\Delta\nu$, dann $3\Delta\nu$ zugezählt, und dann $\Delta\nu$, $2\Delta\nu$, $3\Delta\nu$ abgezogen hätte.

Es ist nicht verwunderlich, daß man mit einem beliebigen Wert von $\Delta\nu$ so viele Übereinstimmungen erhält; im Gegenteil, diese Zahl der Übereinstimmungen stimmt mit derjenigen überein, welche sich durch Wahrscheinlichkeitsrechnung ermitteln läßt, und mit welcher, wie wir gleich sehen werden, mit den benützten Daten und zwischen den Grenzen der verlangten Genauigkeit sich 32 Übereinstimmungen erhalten lassen müssen. In Wahrheit sind in der Tabelle zwischen der ersten benützten Linie, deren Wellenzahl gleich 13301,4 und der letzten, deren Wellenzahl gleich 55673,1 ist, 402 Linien, wie man aus dem folgenden ersieht:

$$\left.\begin{matrix} 13301{,}4 \\ \vdots \\ 55673{,}1 \end{matrix}\right\} \text{402 Linien.}$$

Indem man jeder dieser Zahlen die Zahl 10000 hinzufügt, erhält man eine Gruppe von 402 Zahlen, welche sich zwischen den folgenden Zahlen befinden:

$$\left.\begin{matrix} 23301{,}4 \\ \vdots \\ 65673{,}1 \end{matrix}\right\} \text{402 Zahlen.}$$

In dem Teil der Tabelle, welcher die Wellenzahl angibt, gibt es zwischen diesen Zahlen 343 Linien, welche so angeordnet sind:

$$\left.\begin{matrix} 23291{,}4 \\ 23304{,}7 \\ \vdots \\ 66880{,}7 \end{matrix}\right\} \text{343 Linien.}$$

Nehmen wir an, daß wir in einem Maßstab jene Zahlen mit diesen Linien in Übereinstimmung bringen und sagen wir, daß dann Übereinstimmung herrscht, wenn die Differenz weniger als ± 5 besteht. Dies ist dasselbe, als wenn man sich die Linien in einem Maßstab von Wellenzahlen gezeichnet denkt, und zu jeder Linie dann ein Streifen von 10 Einheiten Breite gehört. Zugegeben, daß alle Linien voneinander einen Abstand von mehr als 10 Einheiten haben, so ergibt sich, daß die Summe der Breiten aller Streifen gleich $343 \cdot 10 = 3430$ ist, da in diesem Intervalle 343 Linien sind.

Hingegen ist die volle Länge des Maßstabes der Wellenzahlen:

$$66880{,}7 - 23291{,}4 = 43589{,}3.$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß sich eine Übereinstimmung ergibt, ist also

$$W = \frac{3430}{43589},$$

und da es sich um 402 Zahlen handelt, so ist die Zahl der zu erwartenden Übereinstimmungen gleich:

$$Z = 402 \cdot W = 31{,}6.$$

Wenn man eine Tafel bildet mit den Linien, welche das Funkenspektrum des Quecksilbers, durch Naudé gegeben, und das Funkenspektrum desselben Elementes, durch die „Tables Annuelles" gegeben, nicht gemein haben, so erhält man 988 Linien, welche so verteilt sind:

$$988 \text{ Linien} \begin{cases} \left.\begin{matrix} 13301{,}4 \\ 15040{,}9 \\ \vdots \\ 24540{,}5 \end{matrix}\right\} \text{349 Linien} \\ \left.\begin{matrix} 24618{,}2 \\ \vdots \\ 96182{,}1 \end{matrix}\right\} \text{641 Linien.} \\ 103185 \\ 106610 \end{cases}$$

Wenn man $\Delta\nu = 11316\ cm^{-1}$ betrachtet, welches der Wert ist, den Loyarte benützt, und nur einmal zuzählt, so muß man eine Zahl von Übereinstimmungen erwarten, welche durch das Verhältnis

$$Z = \frac{6410}{81991} \cdot 988 = 77$$

gegeben ist.

So ist es nicht verwunderlich, daß Loyarte 43 Übereinstimmungen in den Linien des Funken-

spektrums des Quecksilbers gefunden hatte; das Sonderbare ist, daß er nicht mehr gefunden hat, da doch auch ganze Vielfache von $\Delta\nu$ zugezählt und abgezogen werden können.

Bezüglich der Übereinstimmungen, die in den Linien des Bogenspektrums und anderer nicht klassifizierter gefunden wurden, gilt dasselbe. Außerdem sind in der Tabelle von Loyarte (4), die größte Anzahl der Koinzidenzen von dieser Art:

$$\text{Bogenlinie} \pm \Delta\nu = \text{Funkenlinie},$$
(manches Mal verbotene)

was keinen Sinn hat, wenn man bedenkt, daß die Funkenlinien von den ionisierten Atomen herrühren. Deswegen haben wir in dem letzten Beispiel, in einer einzigen Tabelle, die Funkenlinien von 1., 2. und 3. Ordnung zusammengebracht.

Bezüglich des Thalliums (5) und des Kalliums (8) für je welches Loyarte bzw. Loyarte und Grinfeld nicht mehr als 25 Übereinstimmungen dieser Art gefunden haben, und daher meinen, daß es sich um eine quantifizierte Rotation des Atoms handelt, muß man dasselbe annehmen wie im Fall des Quecksilbers.

Wie bekannt, begann Loyarte (1) seine Nachforschungen um einige kritische Potentiale des Quecksilbers erklären zu können, welche in den Arbeiten von Franck und Einsporn vorkamen, und anderer von ihm selbst gefundener. In der Arbeit von Franck und Einsporn erscheinen die folgenden kritischen Potentiale in Volt gemessen, welche mit den theoretisch auf spektroskopischem Wege errechneten korrespondieren:

4,68 4,9 5,32 5,47 5,76 6,73 7,73 8,64
8,86 9,37 9,60 9,79 und 10,38.

Außerdem erscheinen in den Kurven von Franck und Einsporn, gewöhnlich sehr schwach, Knicke, welche mit den Potentialen

6,04 6,30 7,12 7,46 8,35

übereinstimmen. Loyarte versucht nun zunächst, die Erscheinung dieser Potentialen durch Addition einer Konstanten oder Vielfachen derselben zu den vorher genannten Potentialen zu erklären, und erhält, was er „Additionspotential" nennt, 1,4 Volt, in der Form wie die Tabelle, welche wir dem Original entnehmen, zeigt.

Potential der Beobachtungen Franck und Einsporns	Wert der Summen der Potentiale mit 1,4 oder seinen Vielfachen
6,04	$4{,}66 + 1{,}4 = 6{,}06$
6,30	$4{,}9 + 1{,}4 = 6{,}30$
7,12	$5{,}76 + 1{,}4 = 7{,}16$
7,46	$4{,}66 + 2 \cdot 1{,}4 = 7{,}46$
8,35	$5{,}47 + 2 \cdot 1{,}4 = 8{,}27$

In bezug auf diese Tabelle sagt Loyarte: „Wie diese Anordnung zeigt, ist die zahlenmäßige Übereinstimmung perfekt; die Differenzen sind im allgemeinen ziemlich niedriger als ein Prozent." Man muß aber beachten, daß, wenn mit wenigen Zahlen gearbeitet wird — es handelt sich hier darum, Übereinstimmungen mit 5 Zahlen zu erhalten, von 13 anderen durch Addition einer Konstanten oder ihrer Vielfachen ausgehend — der Zufall eine große Rolle spielen kann.

Wenn wir uns auf den vorhergehenden Fall beschränken, wo nur 1,4 oder das Doppelte zugezählt wird, so ist die Zahl der Koinzidenzen, welche man durch Wahrscheinlichkeitsrechnung erwarten kann (das heißt, angenommen, daß kein Gesetz herrscht oder auch, daß die Zahl 1,4 keine besondere Rolle spielt) diese:

$$\frac{5 \cdot 0{,}16 \cdot 11}{2{,}31} = 3{,}8,$$

wenn man bei einem Fehler von 0,08 annimmt, daß noch Übereinstimmung stattfindet, wie man im letzten Fall der vorhergehenden Tabelle sieht, und 11 die Anzahl der Zahlen ist, die durch Addition von 1,4 oder des Doppelten, in das Innere des Intervalles zwischen den Potentialen 6,04 und 8,35 fallen, welcher zu „erklären" waren.

Mit der Zahl 0,69 als „Additionspotential" erhält man:

6,04	$5{,}32 + 0{,}69 = 6{,}01$
6,30	$4{,}90 + 2 \cdot 0{,}69 = 6{,}28$
7,12	$5{,}76 + 2 \cdot 0{,}69 = 7{,}14$
7,46	$6{,}73 + 0{,}69 = 7{,}43$
8,35	$7{,}73 + 0{,}69 = 8{,}42$

Man sieht hier auch eine zahlenmäßige Übereinstimmung, deren Differenzen in allen Fällen niedriger als ein Prozent sind.

Weiter mußte Loyarte, um neue Übereinstimmungen zu finden, sein ursprüngliches nur additives Potential 1,4 Volt auch als subtraktives behandeln (Tabelle I, Arbeit (4)). Durch diese Erweiterung dient fast jede Zahl als „Additives-Substraktives-Potential", wie folgende Tabelle zeigt, wo wir statt 1,4 die ganz beliebige Zahl 1 benutzen.

Wenn man Übereinstimmungen sucht, indem man die Daten der kritischen Potentiale benutzt, so erhält man näherungsweise mit den vorhergehenden Daten 30 Übereinstimmungen für jede 80 Unstimmigkeiten, oder mit anderen Worten, selbst wenn man auf diese Weise die Herkunft von 30 Potentialen als erklärt annähme, so würde noch das Nichterscheinen der 80 übrigen zu erklären sein.

Dasselbe kann man von den spektroskopischen

Tabelle II.

(Vgl. Tabelle I von Loyarte (4)).

0,45	5,43 − 5 = 0,43
0,65	4,66 − 4 = 0,66
0,95	1 = 1,00
1,22	4,16 − 3 = 1,16
1,40	5,43 − 4 = 1,43
1,65	4,66 − 3 = 1,66
1,80	4,86 − 3 = 1,86
2,00	2 = 2,00
2,23	4,16 − 2 = 2,16
2,60	4,66 − 2 = 2,66
2,82	4,86 − 2 = 2,85
3,10	4,16 − 1 = 3,16
3,44	5,43 − 2 = 3,43
3,60	4,66 − 1 = 3,66
3,82	4,86 − 1 = 3,86
4,18	4,16
4,40	5,43 − 1 = 4,43
5,28	4,66 + 4,66 − 4 = 5,32
5,75	5,73
6,04	5,01 + 1 = 6,01
6,30	4,66 + 4,66 − 3 = 6,32
7,11	4,16 + 3 = 7,16
7,45	5,43 + 2 = 7,43
7,71	7,69
8,08	5,01 + 3 = 8,01
8,85	4,86 + 4 = 8,86
9,10	4,16 + 5 = 9,16
9,45	5,43 + 4 = 9,43
10,88	4,86 + 6 = 10,86
11,74	9,73 + 2 = 11,73

Übereinstimmungen sagen, wo in einem der Beispiele, die wir auseinandersetzten, für jede 77 Koinzidenzen mehr als 900 Linien erscheinen, ohne mit irgendeiner anderen sich zu decken.

Schlußfolgerungen.

1. Man beweist, daß die von Loyarte „Additionspotential" genannte Zahl 1,4 Volt für das *Hg* physikalisch keinen Sinn hat. Dieselben Übereinstimmungen, welche er mit dieser Zahl erlangt, erhält man mit vielen anderen und übereinstimmend mit der Wahrscheinlichkeitsrechnung. (Die Tabelle II gibt ein Beispiel, wo als „Additionspotential" der ganz beliebige Wert 1 angenommen ist.)

2. Die Erklärung einiger optischen Linien durch Loyarte durch Addieren oder Subtrahieren der Konstante $\Delta\nu = 11316$ (im Falle des *Hg*) zur Wellenzahl anderer Linien hat ebenfalls physikalisch keinen Sinn. Übereinstimmungen derselben Natur und mit derselben Genauigkeit, erhält man mit irgendeiner beliebigen Zahl 10000, 11000, 12000 usw. (Die Tabelle I gibt ein Beispiel mit $\Delta\nu = 10000\ \mathrm{cm}^{-1}$.)

3. In Bezug auf die Folgerungen 1 und 2 entbehrt der Gedanke einer quantifizierten Rotation des Quecksilberatoms (3), (4), (7) in der von Loyarte eingeführten Form jeder physikalischen Grundlage. Ebensowenig kann man annehmen, daß solche Übereinstimmungen durch anormale Serien (2) bedingt sind.

4. Dasselbe kann man im Falle des Thalliums (5) und Kaliums (8) sagen.

Literatur.

1) R. G. Loyarte, Physik. Zeitschr. **27**, 584, 1926.
2) — u. A. T. Williams, ebenda **28**, 383, 1927.
3) —, ebenda **28**, 904, 1928.
4) —, ebenda **30**, 678, 1929.
5) —, Contr. Est. Fis. Mat. La Plata **5**, 31, 1929.
6) —, ebenda **5**, 109, 1929.
7) —, ebenda **5**, 121, 1929.
8) — u. R. Grinfeld, ebenda **5**, 101, 1929.

La Plata, Instituto de Física, Januar 1930.

(Eingegangen 18. Februar 1930.)

Über das Vorkommen des Additions- und Subtraktions-Potentials 1,4 Volt im Quecksilberatom.

(Kritische Darlegung.)

Die quantifizierte Rotation des Atoms.

Von Ramón G. Loyarte.

1. Allgemeines. Trotz der Veröffentlichung an dieser Stelle[1]) über die kritischen Potentiale unbekannten Ursprungs, welche im Quecksilberdampf von Franck und Einsporn, Jarvis, Pavlow und Sueva und dem Unterzeichneten beobachtet wurden (woraus die tatsächliche Existenz des Additions- und Subtraktions-Potentials 1,4 Volt sich ergibt), erscheint es angebracht, die Frage kritisch zu erörtern, um anderen Untersuchern die Arbeit zu erleichtern. So wird außerdem vermieden, daß ein nur flüchtiges Prüfen den Leser zu der irrigen Auffassung bringt, als ob es sich um zufällige Übereinstimmungen handele.

2. Die physikalischen Bedingungen des Problems sind folgende:

A. Daß, wenn die kritischen Potentiale beobachtet werden, die weitaus überwiegende Mehrzahl der Quecksilberatome mit ihren Leucht-Elektronen sich im tiefsten Niveau $1\,S$ befindet und nur ein ganz außerordentlich geringer Prozentsatz derselben im metastabilen Niveau $2\,p_3$.

Dieser Fall trifft zu bei den Beobachtungen von Franck und Einsporn, sowie bei denen von Jarvis, Pavlow und Sueva, für die Bestimmung derjenigen Potentiale, welche mehr

1) Loyarte, Über eine neue Form quantifizierter Energie im Quecksilberatom, Physik. Zeitschr. **30**, 678—687, 1929.

oder weniger über 4 Volt liegen. Wegen der Empfindlichkeit der benützten Galvanometer entspricht die Emission der Elektronen nicht sehr hohen Temperaturen des Fadens.

Beim Erforschen der unter 4 Volt liegenden Potentiale ist es dagegen nötig — und in um so stärkerem Grade je kleiner die betr. Potentiale sind —, nach und nach die Temperatur des Fadens zu erhöhen, damit der Elektronenstrom überhaupt erkennbar wird. Mit dieser Maßnahme verschieben sich aber die Bedingungen des Problems ganz beträchtlich, denn das Emissionsspektrum des Wolframfadens (welches ja dazu verwandt wird) erstreckt sich bis über die Wellenlänge $2536 = 1\,S - 2\,p_2$, ja sogar (nach Grotrian) bis 2256. Die Photone dieser Wellenlänge werden nun, wie bekannt, gierig von den Quecksilberatomen absorbiert. Daraus ergibt sich, wie bereits bekannt, daß durch spätere Absorptionen und Emissionen der Prozentsatz derjenigen Atome ganz enorm zunimmt, bei welchen sich eins der Elektronen im metastabilen Niveau $2\,p_3$ befindet. Dabei gibt es gleichzeitig eine große Zahl von Atomen mit einer aufgehäuften Potentialenergie, welche der eines Elektrons von 4,86 Volt Schnelligkeit gleichkommt.

B. Wenn a, b, c, d usw. einfache Potentiale sind, so müssen bei den Beobachtungen auch die Summen $a + b$, $b + d$ usw. auftreten, sowie andere Kombinationen mit der doppelten Summe, falls es sich um Stark-Potentiale handelt. Natürlich kann auch die erste Summe zweier schwacher Potentiale oder eines mit einem halben kombinierten sehr schwachen Potentials fehlen.

C. Es können Beziehungen nur zwischen denjenigen Potentialen existieren, welche gleichzeitig bei jeder der verschiedenen Beobachtungsbedingungen auftreten. Wenn z. B. unter bestimmten Bedingungen die Potentiale a, b und c auftreten, aber nicht d, dann haben die drei ersten Potentiale keine enge Beziehung zu dem letzteren; oder wenn ein Potential unbekannten Ursprungs gleichzeitig mit einem von bekannten Ursprung erscheint und verschwindet, dann darf man — vorausgesetzt daß keine Gegenbeweise vorliegen — vermuten, daß es von dem letzteren abhängt.

D. Ein Potential unbekannten Ursprungs, welches sich als gleich der Summe zweier Potentiale bekannten Ursprungs herausstellt, entspricht nicht notgedrungen einem einzigen Vorgang, der aus der Gleichzeitigkeit derjenigen Elementarvorgänge resultiert, welche jenen zwei bekannten Potentialen entsprechen. Das kann wohl vorkommen, aber immer wird die betr. Summe den zwei aufeinander folgenden Stößen entsprechen. Wenn sich aber die Identifizierung als Abzugskombination herausstellt, so heißt das die Existenz einer atomischen Transition stillschweigend vermuten oder zugeben, welche durch die Gleichzeitigkeit anderer, und zwar einfacherer Transitionen zustande kommt.

Es ist angebracht hier zu vermerken, daß die Intensität der kritischen Potentiale, welche durch zwei unelastische hintereinander erfolgende Stöße zustande kommen, ausschließlich von der Intensität derselben abhängt, daß man aber nicht das Gleiche bezügl. derjenigen Transition vermuten darf, welche von der Gleichzeitigkeit beider Aktionen innerhalb desselben Atoms herrührt. Da ebenso wie im Falle der Potentiale, welche sich aus den optischen durch Abzug von 1,4 Volt oder seiner Vielfachen ergeben, es sich hier um letzteres handelt, so können sehr gut zusammengesetzte Transitionen von sehr kleiner Wahrscheinlichkeit existieren, welche infolgedessen auf experimentellem Wege entweder gar nicht oder nur sehr schwer aufzuklären sind.

E. Die beobachteten Potentiale unbekannten Ursprungs müssen offenbar dem Quecksilberatom oder -atomgruppierungen, z. B. Hg_2 angehören. Im letzteren Falle müssen sie sich notgedrungenerweise wie einfache Potentiale bezügl. der Atompotentiale bekannten Ursprungs verhalten. In erstem Falle können sie, immer auf optische Potentiale bezogen, einfache oder zusammengesetzte sein; sind sie einfache, so müssen sie der Bedingung B entsprechen.

3. Die wirkliche Existenz des Additions- und Subtraktions-Potentials 1,4 Volt wird abgeleitet aus den Messungen von Franck und Einsporn.

Es ist unbedingt nötig, zunächst getrennt die Messungen Francks und Einsporns zu betrachten; sie sind die zuerst angestellten und entsprechen einem Komplexe physikalischer Bedingungen, welche durch Bau und Größe des Tubus, durch die Empfindlichkeit des angewandten Galvanometers, durch die Messungsmethode und durch den Bereich gegeben sind, den die grundlegenden photoelektrischen Messungen umfassen (diese letzteren erstrecken sich zwischen 3,90 und 10,39 Volt, was dem Ionisationsprozeß des Atoms entspricht).

Für unsere Überlegungen ist es unerläßlich, die von den beiden Forschern erhaltenen Werte nebst ihrer Intensität wiederzugeben. Hinzugefügt wurden einige Werte, welche sich in den veröffentlichten Kurven finden und die in der definitiven Tabelle fehlen. Danach ergibt sich also nebenstehende Tabelle I.

Wenn man beabsichtigt, die Existenz einer abhängigen Beziehung zwischen den Potentialen unbekannten Ursprungs und den optischen Potentialen zu erforschen, so ist es nötig, sich die unter Nr. 2 dargelegten physikalischen Bedingungen gut vor Augen zu halten.

Tabelle I.

Nr.	Beobachtete Potentiale (Volt)	Optischer Ausdruck	Berechnete Potentiale	Beobachtete Intensität
1	4,68	$1S - 2p_2$	4,66	Stark bei allen Drucken
2	4,9	$1S - 2p_2$	4,86	Sehr stark, besonders bei hohen Drucken
3	5,32	—	5,3	Schwach bei allen Drucken
4	5,47	$1S - 2p_1$	5,43	Stark nur bei mittleren Drucken
5	5,76	$2p_3$	5,73	Stark bei allen Drucken
6	6,04	?	?	Schwach bei allen Drucken
7	6,30	?	?	Schwach bei allen Drucken
8	6,73	?	?	Anscheinend schwach bei hohen Drucken
9	6,86	$1S - 2P$	6,67	Mittelstark bei hohen Drucken, stark bei niederen
10	7,12	?	?	Stark bei hohen Drucken, schwach bei niederen
11	7,46	?	?	Mittelstark bei allen Drucken
12	7,73	$1S - 1s$	7,69	Mittelstark bei allen Drucken
13	8,12	?	?	Schwach bei allen Drucken
14	8,35	?	?	Schwach bei allen Drucken
15	8,64	$1S - 3p_2$	8,58	Schwach bei allen Drucken
16	8,86	$1S - 3P$ $1S - 3d_2$	8,79 8,81	Mittelstark bei allen Drucken
17	9,21	?	?	Anscheinend schwach bei hohen Drucken
18	9,37	$1S - 2p_3$	$4,66 + 4,66 = 9,32$	Schwach bei allen Drucken
		$1S - 4p_2$	9,44	
19	9,60	$1S - 2p_3$	$4,66 + 4,86 = 9,52$	Schwach bei allen Drucken
		$1S - 2p_2$	$4,86 + 4,86 = 9,75$	
20	9,79	$1S - 4P$	9,73	Mittelstark bei allen Drucken
21	10,38	$1S$	10,39	Stark bei niederen Drucken, schwach bei hohen

Die Potentiale erster Art können im allgemeinen nicht von optischen Potentialen abhängen, welche innerhalb der von den Messungen erfaßten Potentialgegend nicht beobachtet wurden.

Außerdem ist es nötig, sich zu vergegenwärtigen, daß bei niederen Temperaturen (vgl. Kurve 1 von Franck und Einsporn) weder $5,47 = 1S - 2p_1$ noch 6,86 auftreten, welche es zusammen bei hohen Drucken tun ($5,47 + 1,4 = 6,87$).

Da also die Potentiale unbekannten Ursprungs (und zu ihnen rechnen wir auch 5,32 wie Franck und Einsporn) strengstens allen Bedingungen der in Frage kommenden Klasse Nr. 2 entsprechen, so erklären sie sich durch das Additions- und Substraktions-Potential 1,4 Volt in folgender Weise (s. die Tabelle II).

Die hier auftretenden Kombinationen entsprechen allen oben aufgeführten Bedingungen. Die Intensitäten sind diejenigen, welche man ohne irgendeine Ausnahme erwarten kann. Es erklärt sich u. a., daß 6,30 intensiver ist als 6,04, und daß das Potential 7,46 eine bei allen Drucken mittelstarke Intensität aufweist. Da also die Potentiale $8,64 = 1S - 3p_2$ und $9,37 = 1S - 4p_2$ bei allen Drucken schwach sind, so ist es ganz natürlich, daß sie in gar keiner Kombination vorkommen.

Tabelle II.

Potential unbekannten Ursprungs	Erklärung mit dem Additions- oder Subtraktions-Potential	Differenz
5,32	$6,73 - 1,4 = 5,33$	$-0,01$
6,04	$4,68 + 1,4 = 6,08$	$-0,04$
6,30	$4,90 + 1,4 = 6,30$	$0,00$ | $-0,015$
	$7,73 - 1,4 = 6,33$	$-0,03$ |
6,86	$5,47 + 1,4 = 6,87$	$-0,01$
7,12	$5,76 + 1,4 = 7,16$	$-0,04$
7,46	$4,68 + 2 \times 1,4 = 7,48$	$-0,02$ | $-0,01$
	$8,86 - 1,4 = 7,46$	$0,00$ |
8,12	$6,73 + 1,4 = 8,13$	$-0,01$
8,35	$9,79 - 1,4 = 8,39$	$-0,04$
9,21[1]	$7,73 + 1,4 = 9,13$ (a)	$+0,080$
	$4,9 + 3 \times 1,4 = 9,10$ (b)	$+0,11$

Zusammengefaßt heißt das also: Die optischen Ausdrücke starker und mittelstarker Intensität bei einem der beobachteten Drucke, welche in den Messungen Franck und Einsporns auftreten, sind

$4,68 = 1S - 2p_3$; $4,90 = 1S - 2p_2$;
$5,47 = 1S - 2p_1$; $5,76 = 2p_3$;
$6,73 = 1S - 2P$; $8,86 = 1S - 3P$
$1S - 3d_2$

und $9,79 = 1S - 4P$.

1) Pavlow und Sueva beobachteten 9 Volt; der Mittelwert beträgt also 9,105.

Wenn folglich das Potential 1,4 wirklich existiert und ein einfaches Potential ist, müssen seine Summen mit obenstehenden Potentialen erscheinen.

Das trifft nun tatsächlich zu, wie folgende Tabelle III lehrt:

Tabelle III.

Berechnet	Beobachtet
$4{,}68 + 1{,}4 = 6{,}08$	6,04
$4{,}90 + 1{,}4 = 6{,}30$	6,30
$5{,}47 + 1{,}4 = 6{,}87$	6,86
$5{,}76 + 1{,}4 = 7{,}16$	7,13
$6{,}73 + 1{,}4 = 8{,}13$	8,12
$7{,}73 + 1{,}4 = 9{,}13$	9,21

Das besagt also, daß keine der Summen fehlt, welche man erwarten würde, denn die photoelektrischen Kurven Franck und Einsporns sowie Pavlow und Sueva geben 9 statt 9,21; der Mittelwert ist also 9,105.

Das Auftreten dieser Summen zeigt also, daß das Potential 1,4 Volt ein einfaches ist, aber aus dieser Tatsache darf noch nicht gefolgert werden, daß die Summen-Potentiale einer Atom-Transition entsprechen, die durch das gleichzeitige Zusammentreffen zweier elementaler Prozesse zustande kommt, wie es in Nr. 2, D auseinandergesetzt wurde.

Desgleichen erscheinen alle Potentiale, welche zustande kommen, wenn man von den optischen Potentialen starker und mittlerer Intensität den Wert 1,4 Volt abzieht, und welche innerhalb des Intervalls 4—10,39 Volt der photoelektrischen Beobachtungen liegen. Das geht aus folgender Tabelle IV hervor:

Tabelle IV.

Berechnete Potentiale	Beobachtete Potentiale
$6{,}73 - 1{,}4 = 5{,}33$	5,32
$7{,}73 - 1{,}4 = 6{,}33$	6,30
$8{,}86 - 1{,}4 = 7{,}42$	7,46
$9{,}79 - 1{,}4 = 8{,}39$	8,35

Das Potential $5{,}76 - 1{,}4 = 4{,}36$ darf man natürlich nicht erwarten, denn unter diesen Bedingungen ist die Zahl der mit einem leuchtenden Elektron versehenen Atome im Niveau $2p_3$ unendlich klein, und andererseits wäre die Wahrscheinlichkeit dieser Transition nur sehr gering. Erst von dem Potential $4{,}68 = 1S - 2p_3$ an beginnt die Zahl der Atome unter diesen Bedingungen zuzunehmen, und zwar infolge der Zusammenstöße von Elektronen, welche eine Geschwindigkeit gleich oder mehr als 4,68 Volt aufweisen.

Es erscheinen also nicht nur alle durch Summierung und Abzug möglichen Kombinationen welche man zu erwarten hat, sondern es erklären sich auf diese Weise auch alle Potentiale unbekannten Ursprungs.

Das Auftreten solcher Abzugkombinationen läßt die Existenz von Atomtransitionen vermuten, welche durch die Gleichzeitigkeit noch einfacherer elementarer Prozesse zustande kommen.

Tabelle V.

Potentiale nach Pavlow und Sueva	Potentiale nach Jarvis	Mittlere Werte	Optische Potentiale und Kombinationen derselben	Optischer Ausdruck
0,45	—	0,45	$4{,}66 - 3 \times 1{,}4 = 0{,}46$	$1S - 2p_3 = 3\,h\nu$
0,65	—	0,65	$4{,}86 - 3 \times 1{,}4 = 0{,}66$	$1S - 2p_2 = 3\,h\nu$
0,95	—	0,95	—	—
1,23	1,20	1,215	$5{,}43 - 3 \times 1{,}4 = 1{,}23$	$1S - 2p_1 = 3\,h\nu$
1,40	—	1,40	$1 = 1{,}40$	$1\,h\nu$ Additions-Potential
1,65	—	1,65	$4{,}48 - 2 \times 1{,}4 = 1{,}68$	$2p_3 - 3s = 2\,h\nu$
1,80	—	1,80	$4{,}66 - 2 \times 1{,}4 = 1{,}86$	$1S - 2p_3 = 1\,h\nu$
2,00	—	2,00	$4{,}86 - 2 \times 1{,}4 = 2{,}06$	$1S - 2p_2 = 2\,h\nu$
2,25	2,21	2,23	$5{,}01 - 2 \times 1{,}4 = 2{,}21$	$2p_3 - 4s = 3\,h\nu$
2,60	—	2,60	$5{,}43 - 2 \times 1{,}4 = 2{,}63$	$1S - 2p_1 = 2\,h\nu$
2,85	2,80	2,825	$2{,}80$	$2 \times 1\,h\nu$
3,10	—	3,10	$4{,}48 - 1{,}4 = 3{,}08$	$2p_3 - 3s = 2\,h\nu$
3,45	3,44	3,445	$4{,}86 - 1{,}4 = 3{,}46$	$1S - 2p_2 = 3\,h\nu$
3,60	—	3,60	$5{,}01 - 1{,}4 = 3{,}61$	$2p_3 - 4s = 3\,h\nu$
3,85	3,80	3,825	$6{,}67 - 2 \times 1{,}4 = 3{,}87$	$1S - 2P = 3\,h\nu$
4,15	4,21	4,18	$4{,}20$	$3 \times 1\,h\nu$
4,40[1])	—	4,40	$4{,}48$	$2p_3 - 3s$

1) In den beiden von Pavlow und Sueva angegebenen Kurven ist dieses Potential von mittlerer Intensität und sein Wert beträgt 4,45.

4. Bestätigung unserer Resultate und obiger Mutmaßung durch die Beobachtungen von Jarvis, Pavlow und Sueva.

Im folgenden geben wir die Potentiale wieder, welche diese drei Forscher sowie Franck und Einsporn feststellten, zusammen mit den optischen Potentialen und den entsprechenden Kombinationen. Wie man bei der Begründung dieser Mutmaßung in allgemeiner Weise verlangen darf, benutzen wir die optischen Werte (Tabelle V und VI).

5. Kritische Prüfung der vorhergehenden Resultate. Das Potential 1,4 ist ein einfaches; die übrigen (unbekannten Ursprungs) unterhalb von $1S - 2p_3 = 4{,}66$ sind sehr wahrscheinlich zusammengesetzte.

Das Vorkommen kritischer Potentiale unter 4,66 Volt $= 1S - 2p_3$, welche außerdem nicht auf Sprünge zurückgeführt werden können, die vom metastabilen Niveau $2p_3$ ausgehen, wirft folgende Fragen auf: Gehören diese Potentiale zum Atom? Gehören sie zu Atomgruppierungen wie z. B. Hg_2? Sind es einfache Potentiale?

Die letzte Frage ist von fundamentaler Wichtigkeit. Sind sie nämlich einfache, so müssen sie — mögen sie nun Atomgruppierungen wie Hg_2 oder einem einzigen Atome angehören — der Bedingung B entsprechen. Die das nicht tun, sind es nicht, und wenn sie sich außerdem durch Kombinationen einfacher Potentiale erklären lassen, so darf man sicher sein, daß sie zusammengesetzt sind.

Von all diesen Potentialen erweist sich als einfaches einzig und allein 1,4, denn außer ihm selber (als Einheit) treten sein Zweifaches ($2 \times 1{,}4 = 2{,}8$) sowie sein Dreifaches ($3 \times 1{,}4 = 4{,}2$ Volt) auf und außerdem noch die erste Zahl mit allen starken und mittleren Potentialen, welche innerhalb des beobachteten Bereichs 0 — 10,39 Volt fallen.

Nachfolgende Tabelle VII zeigt, daß die Reste jener Potentiale nicht als einfache anzusehen sind. Sie figurieren in der ersten Kolumne; in der zweiten stehen die Summen-Potentiale, welche fehlen und vorkommen müßten, wenn die betr. elementare Potentiale wären. Ein Summen-Potential fehlt nach unserer Ausdrucksweise dann, wenn kein Potential vorhanden ist, das höchstens um $\pm 0{,}05$ Volt abweicht.

Tabelle VI.

Pavlow und Sueva	Franck und Einsporn	Mittelwerte	Optische Potentiale und Kombinationen derselben	Optischer Ausdruck
4,65	4,68	4,665	4,66	$1S - 2p_3$
4,95	4,90	4,925	4,86; $7{,}69 - 2 \times 1{,}4 = 4{,}89$	$1S - 2p_2$; $1S - 1s - 2{,}1\nu$
5,25	5,32	5,285	$6{,}67 - 1{,}4 = 5{,}27$	$1S - 2P - \Delta\nu$
5,45	5,47	5,46	5,43	$1S - 2p_1$
5,75	5,76	5,755	5,75; $8{,}58 - 2 \times 1{,}4 = 5{,}78$	$2p_3$; $1S - 3p_2 - 2{,}1\nu$
6,05	6,04	6,045	$4{,}66 + 1{,}4 = 6{,}06$	$1S - 2p_3 + \Delta\nu$
			$8{,}80 - 2 \times 1{,}4 = 6{,}00$	$1S - 3P + 2\Delta\nu$
6,30	6,30	6,30	$4{,}86 + 1{,}4 = 6{,}26$	$1S - 2p_2 + \Delta\nu$
			$7{,}69 - 1{,}4 = 6{,}29$	$1S - 1s - \Delta\nu$
6,65	6,73	6,69	6,67	$1S - 2P$
—	6,86	6,86	$5{,}43 + 1{,}4 = 6{,}83$	$1S - 2p_1 + \Delta\nu$
7,10	7,12	7,11	$5{,}73 + 1{,}4 = 7{,}13$ [1])	$2p_2 + \Delta\nu$
			$8{,}58 - 1{,}4 = 7{,}18$ [1]) schwach]	$1S - 3p_2 - \Delta\nu$
7,45	7,46	7,455	$4{,}66 + 2 \times 1{,}4 = 7{,}46$	$1S - 2p_3 + 2\Delta\nu$
			$8{,}80 - 1{,}4 = 7{,}40$	$1S - 3P - \Delta\nu$
7,70	7,73	7,715	$4{,}86 + 2 \times 1{,}4 = 7{,}66$	$1S - 1s$; $1S - 2p_2 + 2{,}1\nu$
			7,69	
8,05	8,12	8,085	$6{,}67 + 1{,}4 = 8{,}07$	$1S - 2P + \Delta\nu$
			$9{,}44 - 1{,}4 = 8{,}04$	$1S - 4p_2 - \Delta\nu$
—[2])	8,35	8,35	$9{,}73 - 1{,}4 = 8{,}33$	$1S - 4P - \Delta\nu$
			$2 \times 4{,}66 = 8{,}32$	$2(1S - 2p_3)$
8,55	8,64	8,595	8,58; $5{,}73 + 2 \times 1{,}4 = 8{,}53$	$1S - 3p_2$; $2p_3 + 2{,}1\nu$
8,75	—	8,75	8,79	$1S - 3P$
8,85	8,86	8,855	$4{,}66 + 3 \times 1{,}4 = 8{,}86$	$1S - 3P = 8{,}79$ | 8,80 $1S - 3d_2 = 8{,}81$ |
9	9,21	9,105	$4{,}86 + 3 \times 1{,}4 = 9{,}06$	$1S - 2p_3 + 3\Delta\nu$
			$7{,}69 + 1{,}4 = 9{,}09$	$1S - 1s + \Delta\nu$
9,45	—	9,45	$6{,}67 + 2 \times 1{,}4 = 9{,}47$	$1S - 4p_2 = 9{,}44$
9,79	—	9,79	9,73	$1S - 4P$
			$2 \times 4{,}86 = 9{,}72$	$2(1S - 2p_2)$

1) Beide finden sich in den beiden Kurven Pavlows und Suevas.
2) Der Wert 8,30 findet sich präzis in einer der Kurven Pavlows und Suevas.

Tabelle VII.

Potentiale	Die Summen mit intensiven und mittelstarken Potentialen fehlen
0,45	$4{,}66 + 0{,}45 = 5{,}11$; $5{,}73 + 0{,}45 = 6{,}18$
0,65	$2 \times 0{,}65 = 1{,}30$; $4{,}86 + 0{,}65 = 5{,}51$; $6{,}67 + 0{,}65 = 7{,}32$
0,95	$2 \times 0{,}95 = 1{,}90$; $4{,}66 + 0{,}95 = 5{,}61$; $6{,}67 + 0{,}95 = 7{,}62$
1,20	$2 \times 1{,}20 = 2{,}40$; $4{,}66 + 1{,}20 = 5{,}86$; $5{,}73 + 1{,}20 = 6{,}93$; $6{,}67 + 1{,}20 = 7{,}87$
1,65	$2 \times 1{,}65 = 3{,}30$; $4{,}86 + 1{,}65 = 6{,}51$
1,80	$4{,}66 + 1{,}80 = 6{,}46$; $6{,}67 + 1{,}80 = 8{,}47$
2	$2 \times 2 = 4$; $4{,}86 + 2 = 6{,}86$[1]; $7{,}69 + 2 = 9{,}69$
2,23	$4{,}66 + 2{,}23 = 6{,}89$[1]; $5{,}73 + 2{,}23 = 7{,}96$
2,60	$2 \times 2{,}60 = 5{,}20$; $4{,}66 + 2{,}60 = 7{,}26$; $6{,}67 + 2{,}60 = 9{,}27$
3,10	$2 \times 3{,}10 = 6{,}20$; $4{,}86 + 3{,}10 = 7{,}96$
3,45[2]	$2 \times 3{,}45 = 6{,}90$[1]; $5{,}73 + 3{,}45 = 9{,}18$
3,60	$2 \times 3{,}60 = 7{,}20$; $4{,}66 + 3{,}60 = 8{,}26$; $4{,}86 + 3{,}60 = 8{,}46$
3,82	$2 \times 3{,}82 = 7{,}64$; $4{,}66 + 3{,}82 = 8{,}48$; $4{,}86 + 3{,}82 = 8{,}68$

Abgesehen von einigen wenigen dieser Potentiale, welche schwach sind, kann man also von allen übrigen mit Sicherheit annehmen, daß sie keine einfachen sind.

Ebenso wie wir die erste Summe aufgefaßt haben, werden wir auch die erste Rest-Summe auffassen; wenn wir uns vergegenwärtigen, daß sich unter den gleichen Beobachtungsbedingungen der kleinen Potentiale viele metastabile Atome (mit einem Elektron im Niveau $2\,p_3$) befinden — vgl. Ende von Bedingung A —, dann dürfen wir Kombinationen mit den Potentialen erwarten, welche von Niveau $2\,p_3$ ausgehen.

So ergibt sich folgende Tabelle VIII:

Tabelle VIII.

Berechnete Werte	Beobachtete Werte
$4{,}48 - 1{,}4 = 3{,}08$	3,10
$4{,}86 - 1{,}4 = 3{,}46$	3,445
$5{,}01 - 1{,}4 = 3{,}61$	3,60
$6{,}67 - 1{,}4 = 5{,}27$	5,285
$7{,}69 - 1{,}4 = 6{,}29$	6,30
$8{,}80 - 1{,}4 = 7{,}40$	7,455
$9{,}44 - 1{,}4 = 8{,}04$	8,08
$9{,}73 - 1{,}4 = 8{,}33$	8,35

Es fehlen also nur die Abzug-Potentiale mit den Potentialen $4{,}66 = 1\,S - 2\,p_3$; $5{,}43 = 1\,S - 2\,p_1$ und $5{,}73 = 2\,p_3$, Kombinationen, welche man wegen der Stärke der Potentiale erwarten dürfte. Dieses Fehlen besagt aber nichts, wenn man sich vorhält, was wir früher bezügl. der Wahrscheinlichkeit äußerten.

Daß die Potentiale $4{,}66 - 1{,}4 = 3{,}26$ und $5{,}43 - 1{,}4 = 4{,}03$ nicht auftreten, dagegen die Werte, welche man durch Abzug des Doppelten von 1,4 erhält, ist nicht weiter überraschend, denn die Übergangswerte $1\,S - 2\,p_3$ und $1\,S - 2\,p_1$ erscheinen in der Absorption auch nicht, während merkwürdigerweise das kritische Potential der ersten ($1\,S - 2\,p_3$) in den Beobachtungen stark ausgeprägt erscheint; außerdem ist die ihm entsprechende optische Linie sehr schwer zu beobachten. Im Gegensatz dazu erscheint nicht das Potential 4,66—1,4, sondern an seiner Stelle, wie wir sehen werden, mit mittlerer Stärke die ihm entsprechende optische Linie. Dieses und die lange Lebensdauer des metastabilen Atoms sind zusammen vielleicht der Grund, warum die Beobachtung der Linie $1S - 2p_3$ so schwierig ist. Der Übergang $1\,S - 2\,p_3 - \Delta\nu$ ist vielleicht weitaus wahrscheinlicher als der Übergang $1\,S - 2\,p_3$, wobei $\Delta\nu = 1{,}4$ Volt, 11316 cm^{-1}.

Abzugkombinationen mit $2\,p_3$ erscheinen überhaupt nicht, was nicht weiter verwundert, weil dieses Potential dem Ionisationsprozeß des Atoms von diesem Niveau an entspricht. Ebensowenig treten Restkombinationen mit $1\,S$ auf, dessen Potential 10,39 dem normalen Prozesse der Ionisierung entspricht.

Betrachten wir nun die Potentiale, welche sich ergeben, wenn man $2 \times 1{,}4$ abzieht. Man erhält dann Tabelle IX:

Tabelle IX.

Berechnete Werte	Beobachtete Werte
$4{,}48 - 2 \times 1{,}4 = 1{,}68$	1,65
$4{,}66 - 2 \times 1{,}4 = 1{,}86$	1,80
$4{,}86 - 2 \times 1{,}4 = 2{,}06$	2,00
$5{,}01 - 2 \times 1{,}4 = 2{,}21$	2,23
$5{,}43 - 2 \times 1{,}4 = 2{,}63$	2,60
$6{,}67 - 2 \times 1{,}4 = 3{,}87$	3,83
$7{,}69 - 2 \times 1{,}4 = 4{,}89$	4,925[1]
$8{,}80 - 2 \times 1{,}4 = 6{,}00$	6,04

Es zeigen sich also alle Kombinationen, welche zu erwarten waren, bis auf $9{,}73 - 2 \times 1{,}4$,

1) Bei den Messungen Pavlows und Suevas erscheinen 2 und 2,23 intensiv, aber nicht 6,86; deswegen behaupten wir, daß jene Summen fehlen, trotzdem in der Tabelle der Wert 6,86 figuriert, der wie bekannt, einer der Kurven Franck und Einsporns entnommen ist.

2) Zweifelhaft.

1) Entspricht auch $1\,S - 2\,p_4$.

Von den Kombinationen, welche durch Abzug von $3 \times 1{,}4$ erhalten werden, erscheinen $4{,}66 - 3 \times 1{,}4 = 0{,}45$, und $4{,}86 - 3 \times 1{,}4 = 0{,}66$, welche man wegen der großen Stärke der Potentiale $1S - 2p_3$ und $1S - 2p_2$ zu erwarten hatte; außerdem erscheint $5{,}43 - 3 \times 1{,}4 = 1{,}23$, trotzdem $5{,}43 = 1S - 2p_1$ im allgemeinen schwach ist.

Damit haben wir also gezeigt, daß das Potential 1,4 Volt ein einfaches ist und die übrigen (unbekannten Ursprungs) nicht; und daß die letzteren durch Summierung oder Subtraktion der optischen Potentiale zu (bzw. von) 1,4 Volt oder dessen Vielfachen sich erklären. Das sind zwei Beweise dafür, daß diese Potentiale mit großer Wahrscheinlichkeit zusammengesetzte sind.

6. Spektroskopische Prüfung. Wenn die Potentiale, welche sich durch Addition bzw. Subtraktion des Potentials 1,4 Volt oder seiner Vielfachen zu bzw. von den optischen Potentialen ergeben, tatsächlich mit einer Atomtransition zu tun haben, die durch die Gleichzeitigkeit zweier elementaren Atomtransitionen zustande kommt, können auf umgekehrte Weise monochromatische optische Wellen entstehen, deren Wellenzahl gleich ist den Wellenzahlen der optischen Linien der Serien plus oder minus einem vielfachen Ganzen der Wellenzahl, die dem Potential 1,4 Volt oder einem davon wenig verschiedenen gleich ist, entsprechen.

Bei dieser Prüfung setzen wir (und werden es auch weiterhin tun) $\Delta\nu = 11316\,\mathrm{cm}^{-1}$, was abgerundet 1,39 Volt gleich kommt.

Zunächst mag als wichtige Tatsache hervorgehoben sein das Auftreten der optischen Linien 8834 Å (Beobachtungen von Mc. Lennan) und 4417,2 (dto. von Stiles), welche nicht klassifiziert sind und welchen die Wellenzahl 11 319,3 bzw. 22 633,4 entsprechen, d. h. mit großer Annäherung: 11 316 bzw. $2 \times 11\,316$.

Da nun die Potentiale, welche sich von den optischen durch Abzug von 1,4 oder dessen Vielfachen ableiten, notwendigerweise einer Atomtransition entsprechen, welche durch die Gleichzeitigkeit zweier elementarer Transitionen zustande kommt, müssen wir also vor allem nachsehen, ob auch die Wellen auftreten, welche denjenigen Potentialen entsprechen, die in der vorigen Tabelle vorkommen.

In der folgenden Tabelle X stehen in der ersten Spalte der optische Ausdruck, in der zweiten die berechneten und beobachteten Werte der Potentiale, in der dritten die berechneten und beobachteten Wellenlängen, in der vierten die Namen der Beobachter und in der letzten die berechneten und beobachteten Wellenzahlen.

Es erscheinen somit alle optischen Linien mit Ausnahme von $1S - 4p_2 - \Delta\nu$, was zeigt, daß dem beobachteten Potential 8,08 nicht $9{,}44 - 1{,}4 = 8{,}04$ entspricht, sondern $6{,}67 + 1{,}4 = 8{,}07$. Es fehlt auch die optische Linie, welche dem Potential $7{,}69 - 1{,}4 = 6{,}29 = 1S - 2s - \Delta\nu$ entspricht, und das mußte auch so erwartet werden, denn wenn auch ein leuchtendes Elektron durch Stoß vom Niveau $1S$ zum Niveau $2s$ befördert werden kann, so ist doch der umgekehrte Vorgang — von $2s$ nach $1S$ — außerordentlich unwahrscheinlich, denn das Elektron $2s$ fällt vor allem in die Niveaus $2p_1$ $2p_2$, und $2p_3$, und diese Übergänge

Tabelle X.

$\Delta\nu = 11316\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Optischer Ausdruck	Berechnete u. beobachtete Potentiale	Berechnete u. beobachtete Wellenlängen	Beobachter	Berechnete u. beobachtete Wellenzahl
$2p_3 - 3s - \Delta\nu$	3,08	3999,00		25000
	3,10	3999,07	Stiles	24999
$2p_3 - 4s - \Delta\nu$	3,46	3417,2		29255,1
	3,445	3416,86	Stiles	
		3416,91	Naudé	29255
		3418	Stark	
$1S - 2p_3 - \Delta\nu$	3,26	3797,4		26326
	—	3797,4	Stiles	26326
$1S - 2p_2 - \Delta\nu$	3,46	3558,1		28097
	3,445	3558,2	Stark	28096,1
$1S - 2P - \Delta\nu$	5,27	2338,60		42749,7
	5,285	2338,54	Naudé	42748,6
$1S - 3P - \Delta\nu$	7,40	1667,3		59977
	7,455	1667,3	Carroll	59977
$1S - 4P - \Delta\nu$	8,33	1481,6		67494
	8,35	1481,6	Lyman	67494

($2s - 2p$) erscheinen im Gegensatz, wie wir sehen werden, in Kombination mit $\Delta\nu = 11\,316\ \mathrm{cm}^{-1}$.

Die optischen Linien, die $1S - 2p_3$ minus $2\Delta\nu$ oder $3\Delta\nu$, $1S - 2p_2$ minus 2 oder $3\Delta\nu$ usw. entsprechen, sind schwierig zu beobachten wegen ihrer schwachen Intensität und wegen der Gegend, in der sie vorkommen. Man kann deshalb nicht erwarten, sie in den Tabellen anzutreffen.

Tabelle XI.

Kombinationen mit $1S - 2p_i$.

Kombination	Wellenlänge ber. u. beob.	Beobachter	Wellenzahl ber. u. beob.
$1S - 2p_3 - \Delta\nu$	3797,4		26326
	3797,4	Stiles	26326
$1S - 2p_2 - \Delta\nu$	3558,1		28097
	3558,2	Stark	28097,1
$1S - 2p_1 + \Delta\nu$	1806,5		55357
	1806,5	Lyman	55357

Tabelle XII.

Kombinationen mit $1S - mP$.

Kombination	Wellenlänge ber. u. beob.	Beobachter	Wellenzahl ber. u. beob.
$1S - 2P - \Delta\nu$	2338,6		42749,7
	2338,54	Naudé	42748,6[1])
$1S - 3P - \Delta\nu$	1667,3		59977
	1667,3	Carroll	59977
$- 2\Delta\nu$	2054,4		
	2054	Mc. Lennan	
		Lehmann	48661
	2054,5	u.	48660,8
	2054,67	Straubel Bayen	(Mittel)
$1S - 4P - \Delta\nu$	1481,6		67494
	1481,6	Lyman	67494
$- 2\Delta\nu$	1780		56178
	1780	Lyman	56178
$- 3\Delta\nu$	2228,4		44862
	2228,4	Dejardin	44862
$1S - 5P - 3\Delta\nu$	2172,9		46006
	2173,1	Lehmann u. St.	46002,7
$- 4\Delta\nu$	2881,8		34690,3
	2882,2	Eder u. Valenta	34685,6
$- 5\Delta\nu$	4277,1		23374,3
	4276,7	Eder u. Valenta;	23374,4
	4277,57	Stark	(Mittel)

1) Naudé identifiziert die Linie 2338,54 mit $2p_2 - 7S$. Außerdem existiert die Linie 2338,83 (Naudé), deren Wellenzahl 42743,3 sehr gut mit $1S - 2P - \Delta\nu$ übereinstimmt. Siehe unten im Texte.

Man findet in den Tabellen XI—XXI die gefundenen Kombinationslinien verteilt nach Serien.

Es ist wahrscheinlich, daß Carrolls Linie 1499,5 durch $1S - 2p_1 + 2\Delta\nu = 1499{,}8$ zu deuten ist.

Tabelle XIII.

Kombinationen mit $2S - mP$.

Kombination	Wellenlänge ber. u. beob.	Beobachter	Wellenzahl ber. u. beob.
$2S - 5P + \Delta\nu$	3655		
	3655	Kayser u. Runge	27352
	3654,96	Exner u. Haschek	27352,3
	3654,9	Stark	(mittel)
$2S - 6P + \Delta\nu$	3502,6		
	3502,6	Stark	28542,1
	3502,1	Naudé	28544,1 (mittel)
$2S - 7P + \Delta\nu$	3408,4		29331,4
	3408,37	Loyarte	29331,6
$+ 2\Delta\nu$	2459,5		40647,4
	2459,6	Eder u. Valenta	40644,7

Kombinationen mit $2S - 3P$ und $2S - 4P$ kommen nicht vor. Wie man weiß, bestehen Zweifel über die Identität der Linien, die man diesen Differenzen zuschreibt. (Siehe Grotrian, Graphische Darstellung der Spektren II.)

Tabelle XIV.

Kombination mit $2p_i - ms$.

Kombination	Wellenlänge ber. u. beob.	Beobachter	Wellenzahl ber. u. beob.
$2p_1 - 2s + \Delta\nu$	3374,8		29203
	3374,6	Stark	29204,7
$2p_1 - 3s + \Delta\nu$	2424,40		41235,2
	2424,41	Naudé; Dejardin	41235,0
$2p_1 - 4s + \Delta\nu$	2197,6		45488
	2197,7	Huff	45487,8
$- \Delta\nu$	4373,72		22857
	4372,93	Stiles	22861,2
$2p_1 - 5s - \Delta\nu$	4013,5		24909
	4013,46	Stiles	24909,4
$2p_3 - 3s - \Delta\nu$	3999,00		25000
	3999,07	Stiles	24999
$2p_3 - 4s - \Delta\nu$	3417,2		29255,1
	3416,86	Stiles	
	3416,91	Naudé	29255,1 (mittel)
	3418	Stark	

Es ist besonders wichtig, daß die Linien $2p_3 - 3s - \Delta\nu$ und $2p_3 - 4s - \Delta\nu$ erscheinen, weil in den Messungen von Pavlow und Sueva die

Tabelle XV.

Kombinationen mit $2p_i - md_i$.

Kombination	Wellenlänge ber. u. beob.	Beobachter	Wellenzahl ber. u. beob.
$2p_1 - 4d_2 - \Delta\nu$ [1]	4601,58		21725,6
	4601,52	Naudé	21725,9
$2p_1 - 3d_2 - \Delta\nu$	6233,8		16037
	6234,3	Stiles	16035,9
$2p_1 - 4d_2 - \Delta\nu$	4596,65		21749
$2p_1 - 5d_2 - \Delta\nu$	4108,8		24331,1
	4108,9	Stiles	24330,6
$2p_1 - 6d_2 - \Delta\nu$	3887,33		
	3887,03	Stiles	25717,1
	3887,3	Stark	25716,6 (mittel)
$2p_1 - 8d_2 - \Delta\nu$	3691,35	Stiles	27082,9
	3691,52 [1]		27081,3
$2p_2 - 3d_3 - \Delta\nu$	4849,3		20616
	4849,4	Eder u. Valenta	20615,4
$2p_2 - 4d_3 - \Delta\nu$	3793,1		26356
	3792,7	Eder u. Valenta	26359
$- 2\Delta\nu$	6647,1		15040
	6646,7	Naudé	15040,9
$2p_2 - 5d_3 - \Delta\nu$	3451,8		28962,1
	3451,8	Eder u. Valenta	28962,1
$- 2\Delta\nu$	5665,4		17646
	5665,8	Eder u. Valenta	17644,9
$2p_2 - 6d_3 - \Delta\nu$	5254,2		19026,9
	5254,0	Eder u. Valenta	19027,8
$2p_2 - 4d_2 - \Delta\nu$	3789,7		26380
	3789,8	Stiles	26379,1
$2p_2 - 5d_2 - \Delta\nu$	3453,2		28950,6
	3452,7	Stark	28954,6
$2p_2 - 6d_2 - \Delta\nu$	3294,04		30349,2
	3293,84 [2]	Naudé	30351
$2p_2 - 7d_2 - \Delta\nu$	3690,7		27087,8
	3690	Eder u. Valenta	27092,6
$2p_2 - 9d_2 - \Delta\nu$	3116,08		32082,8
	3116,24 [3]	Paschen	32080,8
$2p_2 - 10d_2 - \Delta\nu$	3090,81		32344,5
	3090,98	Paschen	32342,8

1) In den Tabellen von Paschen existieren nur die Terme $3d_3$, $4d_3$ und $5d_3$; Paschen identifiziert sie bei einer viel geringeren Übereinstimmung als unsere mit $X - A$.

2) Naudé identifiziert sie mit $4P_{1/2} - 3^2S$.

3) Paschen identifiziert sie mit $2S - 4P_2$.

Tabelle XV (Fortsetzung).

Kombinationen mit $2p_i - md_i$.

Kombination	Wellenlänge ber. u. beob.	Beobachter	Wellenzahl ber. u. beob.
$2p_2 - 13d_2 + \Delta\nu$	1803,87*		55432,7
	1803,9*	Lyman	55434,1
	1808,94*	Naudé	Lym.
$2p_2 - 15d_2 + \Delta\nu$	1798,65*		55598,3
	1798,7*	Lyman	55595,7
	1798,74*	Naudé	
$2p_1 - 5d_1 - \Delta\nu$	4106,7		24343,6
	4106,745	Stiles	24343,2
$2p_1 - 12d_1 - \Delta\nu$	3563,01		28058,1
	3563,3	Stark	28055,9
$2p_1 - 15d_1 - \Delta\nu$	3528,11		28335,5
	3528,32	Stiles	28334,0
$2p_1 - 16d_1 - \Delta\nu$	3520,7		28395,1
	3521	Stark	28392,9
$2p_1 - 17d_1 - \Delta\nu$	3514,5		28445
	3514,6	Stark	28444,6
$2p_1 - 18d_1 - \Delta\nu$	3509,4		28486,9
	3509,8	Stark	28483,5
$2p_1 - 21d_1 - \Delta\nu$	3498,1		28578,5
	3498,6	Stark	28574,7
$2p_3 - 4d_3 - \Delta\nu$ [1]	5494,32		
	5294,7	Eder u. Valenta; Stark	18882,9 18881,5

* In Vakuum.

Potentiale 3,10 Volt und 2,23 Volt auftreten, die wir diesen kombinierten Sprüngen, die von dem metastabilen Niveau $2p_3$ ausgehen, zuschreiben.

Die Kombinationen mit $2p_2 - ms$ erscheinen nicht.

Tabelle XVI.

Kombinationen mit $2p_i - mD$.

Kombination	Wellenlänge ber. u. beob.	Beobachter	Wellenzahl ber. u. beob.
$2p_2 - 3D + \Delta\nu$	2312,1		43237
	2311,92	Loyarte	43240,8
$2p_2 - 4D - \Delta\nu$	3796,		26336
	3795,8	Eder u. Valenta	26337,4
$2p_2 - 5D - \Delta\nu$	3455,4		28932,6
	3455,2	Stark	28933,6
$- 2\Delta\nu$	5674,9		17616,6
	5675,8	Stiles	17613,8
$2p_2 - 6D - \Delta\nu$	3296,2		30329,4
	3295,56	Naudé	30335,2

1) Hat man für $2p_3 - 4d_3$ die beobachtete Wellenzahl genommen.

Die Übereinstimmungen sind vollkommen, wenn man bedenkt, daß die Werte von Eder und Valenta und von Stark in allen Gebieten, worauf die Werte dieser Tabelle sich beziehen, größer als die von Stiles sind.

Tabelle XVII.

Kombinationen mit $3D - mf_2$ u. mit $2P - mf_3$.

Kombination	Wellenlänge ber. u. beob.	Beobachter	Wellenzahl ber. u. beob.
$3D - 4f_2 + \Delta\nu$	5804,2	Kayser u. Runge	17224,2
	5804,3		17223,8
$+ 2\Delta\nu$	3502,8		28540,2
	3502,6	Stark	
	3502,10	Naudé	28544,1
$3D - 5f_2 + \Delta\nu$	5068,1	Eder u. Valenta	19725,8
	5068,2		19725,4
$2P - 5f_3 + \Delta\nu$	2702,6		36990,2
	2702,47	Stiles	
	2702,7	Eder u. Valenta	36990,7 (mittel)

Tabelle XVIII.

Kombinationen mit $2P - mD$.

Kombination	Wellenlänge ber. u. beob.	Beobachter	Wellenzahl ber. u. beob.
$2P - 3D + \Delta\nu$	3498,0		28580
	3498,6[1])	Stark	28574,7
$2P - 4D + 2\Delta\nu$	2191		45627
	2191,3	Lehmann u. Stark, Eder u. Valenta, Exner u. H.	
	2190,8		45625,9 (mittel)
$+ 3\Delta\nu$	1756		56943
	1756	Lyman	56943
	1756,07	Naudé	
$2P - 6D + \Delta\nu$	2609,8		38305
	2609,7	Kayser u. Runge; Eder	38307,1

1) In dieser Gegend sind die Messungen von Stark 0,5 — 0,7 ÅE. höher als die von Stiles, in dessen Liste diese Linie nicht vorkommt.

Tabelle XIX.

Kombinationen mit $2s - mp_2$.

Kombination	Wellenlänge ber. u. beob.	Beobachter	Wellenzahl ber. u. beob.
$2s - 3p_2 + \Delta\nu$	5366,3	Eder u. Valenta	18629,6
	5365,5		18632,4
$2s - 4p_1 + \Delta\nu$	3930,9		25432,4
	3930,4		25435,5
$2s - 5p_2 + \Delta\nu$	3522,8		28378
	3522,38[1])	Stiles	28381,6 Stiles
	3522,8	Stark	
$2s - 7p_2 + \Delta\nu$	3348,62		30773,2
	3248,80	Naudé	30771,7

Tabelle XX.

Kombinationen mit $2p_i - mf_i$.

Kombination	Wellenlänge ber. u. beob.	Beobachter	Wellenzahl ber. u. beob.
$2p_2 - 4f_2 - \Delta\nu$	3770,5	Kayser u. Runge; Eder u. Valenta; Stark	26514
	3770,7		26512,8
$2p_2 - 5f_3 - \Delta\nu$	3445,31	Stiles	29016,6
	3445,43		29015,6
$2p_1 - 4f_2 - \Delta\nu$	4568,0	Eder u. Valenta	21885,4
	4568,8[2]) (u)		21881,5
$2p_1 - 5f_2 - \Delta\nu$	4098,88	Stiles	24390,1
	4098,47		24392,5
$2p_1 - 8f_2 - \Delta\nu$	3689,1	Eder u. Valenta	27099,1
	3689,2		27098,4

(u) = unscharf.

Tabelle XXI.

Kombinationen mit $3d_i - mf_i$.

Kombination	Wellenlänge ber. u. beob.	Beobachter	Wellenzahl ber. u. beob.
$3d_2 - 4f_2 - \Delta\nu$[3])	3673,2	G. Wiedmann	27216,8
	3673,17		27216,8
$3d_2 - 5f_2 - \Delta\nu$[4])	5068,1	Eder u. Valenta	19725,8
	5068,2		19725,4

1) Naudé identifiziert sie mit $4P_{1/2} - 4D^2_{1/2}$.
2) In dieser Gegend sind die Werte von Eder und Valenta höher als die von Stiles um einen Betrag, der zwischen 0,5 und 0,8 ÅE. variiert.
3) Sie ist auch $3p_1 - 4d_2$.
4) Figuriert in dieser auch $3D - 5f_2$.

Wie man sieht, erscheinen Kombinationen mit $1S - 2p_i$; $1S - mP$; $2S - mP$; $2p_i - ms$; $2p_i - md_i$; $2p - mD$; $3D - mf_2$; $2P - mf_3$; $2P - mD$; $2s - mp_2$; $2p_i - mf_i$ und $3d_i - mf_1$; es erscheint einmal die Kombination $2p_3 - md_3$, was zufällig sein kann, die Kombinationen $2p_2 - ms$; $2P - mS$ usw. werden nicht beobachtet.

Der Umstand, daß die Sprünge, die einigen optischen Serien entsprechen, in Kombinationen mit denen der Rotation erscheinen und daß die, die anderen Serien entsprechen, sich nicht kombinieren, sind weitere Beweise für die Realität der Existenz der Phänomene, mit welchen wir uns in dieser Arbeit beschäftigt haben.

La Plato, Instituto de Física, de la Universidad, Mayo 15/1930.

(Eingegangen 7. Juli 1930.)

Über Kopplungsschwingungen. Mechanisches Modell und physikalische Theorie.

Von W. Stockmann.

Mit Tafel XXXI.

In einem früheren Aufsatz habe ich „Ein einfaches Gerät für elastische Schwingungen“[1] beschrieben. Dieses besteht aus einer beweglichen Masse zwischen zwei beiderseits gespannten Federn; es ist von der Schwerkraft unabhängig und auch für raschere Schwingungen geeignet, die sich den akustischen Schwingungen nähern. Insbesondere konnte gezeigt werden, daß die Masse mit der Summe der Elastizitäten der gegeneinander gespannten Federn schwingt.

Dieses Gerät läßt sich sehr einfach zu einem Gerät für Kopplungsschwingungen ausbauen, indem man nun zwei Massen zwischen drei hinreichend gespannte, an den Enden befestigte Federn setzt und schwingen läßt (Fig. 1). Die Federn werden dabei (in erster Annäherung) als masselos angenommen; sie sind gekennzeichnet durch ihre Elastizität e (nach dem Hookeschen Gesetz) und stehen aktiv den passiven Massen m gegenüber. Zusammengehörige Werte von e und m bestimmen die Frequenz n der möglichen Schwingung:

$$n^2 = \frac{e}{m}. \qquad (1)$$

1) Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unt. **43**, 1930.

Hier gehört nun zu jeder der beiden Massen m_1/m_2 je eine der äußeren Federn e_1/e_2, während die mittlere Feder (mit e_{12}) zu beiden gehört. Es sind also in der ganzen Anordnung zwei selbständige Schwinger vorhanden, und doch lassen sie sich nicht deutlich voneinander trennen. Darin liegt eben das Wesen der Kopplung: Gemeinschaft eines wesentlichen Bestandteiles — hier

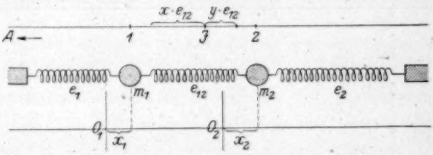


Fig. 1.

der elastischen Feder e_{12} — so daß zweiseitig elastische Kopplung vorliegt. Andrerseits gehört es gerade zu den wesentlichen Aufgaben dieser Untersuchung: zu zeigen, wie eine Trennung der beiden Schwinger denkbar und in der Erscheinung möglich ist. —

Von vornherein sind unter den angegebenen Bedingungen folgende Frequenzen nach Gleichung (1) möglich:

Die Eigenfrequenzen:

$$n_1^2 = \frac{e_1}{m_1} \quad \text{und} \quad n_2^2 = \frac{e_2}{m_2}, \qquad (2)$$

wenn jede Masse allein an ihrer eigenen Feder schwingt,

und die Einzelfrequenzen:

$$n_1'^2 = \frac{e_1 + e_{12}}{m_1} \quad \text{und} \quad n_2'^2 = \frac{e_2 + e_{12}}{m_2}, \qquad (3)$$

wenn eine Masse in der ganzen Anordnung festgehalten wird und die andere zwischen ihrer eigenen und der Kopplungsfeder schwingt[1]).

Darüber hinaus liefert die mathematische Theorie noch die beiden Kopplungsfrequenzen, die für die beschriebene Anordnung im Falle völliger Symmetrie ($m_2 = m_1$, $e_2 = e_1$) lauten:

$$n_I^2 = \frac{e + 2e_{12}}{m} \quad \text{und} \quad n_{II}^2 = \frac{e_1}{m_1} = \frac{e_2}{m_2} = \frac{e}{m}. \qquad (4)$$

Die Quadrate dieser Frequenzen liegen symmetrisch zum Quadrat der Einzelfrequenz: $n'^2 = \frac{e + e_{12}}{m}$; die zweite von ihnen fällt in die freie Eigenschwingung zurück.

Davon geht die vorliegende Untersuchung aus und beginnt mit einer Deutung dieser Ergebnisse, um daraus die physikalischen Bedingungen der Kopplungsfrequenz abzuleiten.

1) Vgl. den früheren Aufsatz.

Da die zweite Kopplungsfrequenz mit der freien Eigenfrequenz der (als ungekoppelt gedachten) Massen übereinstimmt, wirkt die Kopplungsfeder überhaupt nicht mit, darf also keine Längenänderung erfahren. Das ist nur möglich, wenn beide Massen ihre Bewegungen völlig gleich in Periode, Amplitude und Phase ausführen. Diese Schwingungsart, die bei dem Bau des angegebenen Geräts einzeln verwirklicht werden kann, soll im folgenden als die Gleichtaktschwingung bezeichnet werden. Für die erste Kopplungsfrequenz $n_I^2 = \frac{e + 2e_{12}}{m}$ dagegen wirkt die Kopplungsfeder mit, denn der doppelte Wert ihrer Elastizität e_{12} addiert sich zu der der einzelnen Feder e. Nach der Theorie der Schraubenfeder entspricht aber $2e_{12}$ der halben Federlänge und die Addition der Elastizitäten bedeutet eine Parallel- oder Gegeneinanderschaltung der ganzen Feder (e) und der halben Feder ($2e_{12}$). Also schwingt jede der beiden Massen zwischen ihrer eigenen Feder (e) und der halben Kopplungsfeder ($2e_{12}$); die Kopplungsfeder aber wird in der Mitte geteilt durch einen Punkt I, der während des ganzen Schwingungsvorganges in Ruhe bleibt, als sei er in ein festes Lager eingespannt. Ohne ein solches Lager kann dieser Teilpunkt nur dann fest sein, wenn er während der Bewegung mit dem ruhenden Schwerpunkt der bewegten Massen zusammenfällt: d. h. aber, die gleichen Massen schwingen in gleicher Periode und Amplitude aber in entgegengesetzter Phase. Daher soll diese Schwingungsart die Gegentaktschwingung genannt werden; auch sie muß sich bei dem mechanischen Bau des angegebenen Geräts einzeln verwirklichen lassen. —

Der Erfolg dieser physikalischen Deutung des Resonanzfalles ermutigt zu ihrer Verallgemeinerung. Auch im allgemeinen Falle wird daher die Sache so erklärt:

Die beiden Kopplungsfrequenzen entstehen immer dadurch, daß beide Massen im Gegentakt oder Gleichtakt mit genau gleicher Frequenz schwingen. Sie sind die einzigen Frequenzen, die bei dem Bau des Geräts für beide Massen einander gleich sind oder sein können.

Die Kopplungsfeder teilt sich in zwei Teile, von denen jeder an je einer Masse in Parallel- oder Gegenschaltung mit den Einzelfedern zusammenwirkt. Es gibt immer einen festen inneren Teilpunkt I für den Gegentakt und (wie sich zeigen wird) einen festen äußeren Teilpunkt A für den Gleichtakt, der im Ausnahmefall der Resonanz im Unendlichen liegt.

Ist der innere Teilpunkt I vorhanden, so zerlegt er die Kopplungsfeder (e_{12}) in zwei Teile mit den Elastizitäten $x \cdot e_{12}$ und $y \cdot e_{12}$. Diese müssen in Reihenschaltung[1]) wieder e_{12} ergeben:

$$\frac{1}{x \cdot e_{12}} + \frac{1}{y \cdot e_{12}} = \frac{1}{e_{12}}$$

$$\frac{1}{x} + \frac{1}{y} = 1 \quad \text{oder:} \quad xy - (x + y) = 0. \tag{5}$$

Ferner wirkt $x \cdot e_{12}$ jetzt zusammen mit e_1 in Gegeneinanderschaltung, also mit der Elastizität $(e_1 + x \cdot e_{12})$ auf die Masse m_1 und erteilt ihr die Frequenz:

$$n^2 = \frac{e_1 + x \cdot e_{12}}{m_1}. \tag{6}$$

Andrerseits ergibt die Zusammenwirkung von $y \cdot e_{12}$ mit e_2 an der Masse m_2 die Frequenz

$$n^2 = \frac{e_2 + y \cdot e_{12}}{m_2}. \tag{7}$$

Beide Frequenzen sind mit demselben Zeichen n angeschrieben, da nach dem Vorhergehenden zu fordern ist, daß sie einander gleich sind.

Die Gleichungen (5), (6) und (7) enthalten die physikalisch notwendigen und mathematisch hinreichenden Bedingungen für die Frequenzwerte n und die Teilungszahlen x/y der Kopplungsfeder. Setzt man aus Gleichung (6) und (7) die Werte x/y in Gleichung (5) ein, so kommt:

$$n^4 - \left[\frac{e_1 + e_{12}}{m_1} + \frac{e_2 + e_{12}}{m_2}\right] \cdot n^2 + \left[\frac{e_1 + e_{12}}{m_1} \cdot \frac{e_2 + e_{12}}{m_2} - \frac{e_{12}^2}{m_1 \cdot m_2}\right] = 0. \tag{8}$$

Diese Gleichung stimmt mit der mathematischen Theorie vollkommen überein[2]). Ihr Radikand:

$$R = \frac{1}{4}\left(\frac{e_1 + e_{12}}{m_1} + \frac{e_2 + e_{12}}{m_2}\right)^2 - \frac{e_1 + e_{12}}{m_1} \cdot \frac{e_2 + e_{12}}{m_2} + \frac{e_{12}^2}{m_1 \cdot m_2} = \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{e_1 + e_{12}}{m_1} - \frac{e_2 + e_{12}}{m_2}\right)^2 + \frac{e_{12}^2}{m_1 \cdot m_2} \tag{9}$$

ist stets positiv, ihr mittleres Glied stets negativ. Sie liefert daher für n^2 stets zwei reelle positive, voneinander verschiedene Werte, aus denen nach (6) und (7) je ein Wert der Teilungszahlen x/y folgt. —

Diese durchaus elementare Lösung läßt sich nun ergänzen durch eine andere, die von den Kräften und den Verschiebungen der Massen ausgeht.

Für die in Fig. 1 dargestellte Lage beider Massen ($x_2 > x_1$) wirken auf sie die Kräfte:

$$k_1 = -e_1 x_1 + e_{12} \cdot (x_2 - x_1)$$
$$k_2 = -e_2 x_2 - e_{12} \cdot (x_2 - x_1). \tag{10}$$

1) Siehe C. Fischer, Die elastische Schraubenfeder, Zeitschr. f. d. phys. u. chem. Unt. **38**, 113, 1925.
2) Vgl. Cl. Schaefer, Einführung in die theoretische Physik, Bd. 1, 3. Aufl., S. 301.

Soll nun eine der beiden Kopplungsfrequenzen allein auftreten, so müssen die Bewegungen beider Massen in dieser Frequenz übereinstimmen. Sind sie daher einmal in entgegengesetzter oder gleicher Phase (Gegentakt oder Gleichtakt), so geht diese nie mehr verloren. Die Verschiebung der Masse m_2 kann sich von der der Masse m_1 also nur unterscheiden durch einen konstanten Faktor c, der im Gegentakt negativ wird.

$$x_2 = c \cdot x_1; \qquad x_1 = \frac{1}{c} \cdot x_2. \tag{11}$$

Durch diesen einfachen Ansatz kann man aus jeder der Kraftgleichungen (10) die „fremde Koordinate" entfernen:

$$\begin{aligned} k_1 &= -e_1 x_1 + e_{12} \cdot (c-1)\, x_1 \\ k_2 &= -e_2 x_2 - e_{12} \cdot \left(1 - \frac{1}{c}\right) \cdot x_2, \end{aligned} \tag{12}$$

so daß beide dem Hookeschen Gesetz entsprechen und die tatsächlich wirksame Elastizität liefern:

$$\begin{aligned} \frac{k_1}{-x_1} &= e_1 - (c-1)\, e_{12} = E_1 \\ \frac{k_2}{-x_2} &= e_2 + \left(1 - \frac{1}{c}\right) \cdot e_{12} = E_2. \end{aligned} \tag{13}$$

Daraus aber folgt nach Gleichung (1) die Frequenz, mit der beide Massen schwingen können:

$$\frac{1}{m_1}[e_1 - (c-1)\, e_{12}] = \frac{1}{m_2}\left[e_2 + \left(1 - \frac{1}{c}\right) e_{12}\right] = n^2 \tag{14}$$

und aus dieser Doppelgleichung (14) ist das Amplitudenverhältnis $\frac{x_2}{x_1} = c$ und die Kopplungsfrequenz n (jedes mit zwei Werten) zu berechnen. Das Amplitudenverhältnis liefert zugleich die Anfangsbedingungen für das Loslassen der Massen aus der Ruhe, die Frequenzwerte stimmen mit den Ergebnissen der Gleichung (8) überein, und auch die Teilung der Feder e_{12} ist in (13) enthalten, denn die Teilungszahlen x/y lassen sich durch Vergleich von (6) und (7) mit (13) berechnen. —

Zur allgemeinen Durchrechnung eignen sich zwei Sonderfälle:

Sonderfall a) Resonanz:

$$\frac{e_1}{m_1} = \frac{e_2}{m_2} \tag{15a}$$

liefert durch (9a):

$$R = \frac{1}{4}\left(\frac{e_1}{m_1} - \frac{e_{12}}{m_2}\right)^2 + \frac{e_{12}^2}{m_1 m_2} = \frac{1}{4} e_{12}^2 \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right)^2$$

und durch:

$$\left(\frac{1}{m_2 c} + \frac{1}{m_1}\right) \cdot (c-1) = 0 \tag{14a}$$

folgende Werte:

I. Gegentakt	II. Gleichtakt	
$n_I^2 = \frac{e_1}{m_1} + \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}\right) e_{12}$	$n_{II}^2 = \frac{e_1}{m_1} = \frac{e_2}{m_2}$	(8a)
$x_I = \frac{m_1 + m_2}{m_2}$	$x_{II} = 0$	(6a)
$y_I = \frac{m_2 + m_1}{m_1}$	$y_{II} = 0$	(7a)
$c_I = -\frac{m_1}{m_2}$	$c_{II} = +1$ unabhängig von den Massen	(14a)

d. h. für den Gegentakt wird die Elastizität e_{12} der Kopplungsfeder im Verhältnis der Massen: $x : y = m_1 : m_2$, ihre Länge durch Punkt I im umgekehrten Verhältnis der Massen geteilt; auch die Amplituden stehen im umgekehrten Verhältnis der Massen: $x_2 : x_1 = c = -m_1 : m_2$. Für den Gleichtakt scheidet die Kopplungsfeder e_{12} aus (Punkt A im Unendlichen), beide Massen schwingen mit genau gleichen Amplituden und lassen die Kopplungsfeder ungedehnt. —

Sonderfall b) gilt für gleiche Massen und stetig abgestufte Elastizitäten:

$$\begin{aligned} m_1 &= m_2 = m; \\ e_1 : e_{12} &= e_{12} : e_2 \\ \text{oder } e_{12}^2 &= e_1 \cdot e_2 \end{aligned} \tag{15b}$$

und liefert durch:

$$R = \frac{1}{4m^2}(e_1 + e_2)^2 \tag{9b}$$

und

$$c^2 + \frac{e_2 - e_1}{e_{12}} \cdot c - 1 = 0 \tag{14b}$$

die Werte:

I. Gegentakt	II. Gleichtakt	
$n_I^2 = \frac{1}{m}(e_1 + e_2 + e_{12})$	$n_{II}^2 = \frac{e_{12}}{m}$	(8b)
$x_I = \frac{e_{12} + e_2}{e_{12}}$	$x_{II} = \frac{e_{12} - e_1}{e_{12}}$	(6b)
$y_I = \frac{e_{12} + e_1}{e_{12}}$	$y_{II} = \frac{e_{12} - e_2}{e_{12}}$	(7b)
$c_I = -\frac{e_2}{e_{12}} = -\frac{e_{12}}{e_1}$	$c_{II} = +\frac{e_1}{e_{12}} = +\frac{e_{12}}{e_2}$	(14b)

Merkwürdig an den Werten x_{II}/y_{II} ist, daß einer von ihnen negativ werden muß, z. B. für $e_1 > e_{12} > e_2$ wird x_{II} negativ und der Teilpunkt der Kopplungsfeder liegt außerhalb links von m_1; gleichzeitig ist $c_{II} = \frac{e_1}{e_{12}} > 1$, d. h. m_2 macht größere Ausschläge als m_1. Dann gilt für Punkt 1 nicht mehr, daß seine Vorwärtsbewegung die Feder e_1 spannt und die Feder e_{12} entspannt; sondern durch die gleichzeitige größere Vorwärtsbewegung des andern Endes [$x_2 = c \cdot x_1$

wird auch die Feder e_{12} gespannt — aber nach der andern Seite. Zu der rücktreibenden Kraft von e_1 tritt also eine vorwärtstreibende von e_{12}, d. h. im Punkte 1 findet eine Subtraktion von (Kräften und) Elastizitäten statt[1]).

Es ist auch schlechterdings unmöglich, diesen Sachverhalt im Punkte 1 dadurch darzustellen, daß man die Feder e_{12} in zwei Teile zerlegt, die als Zug- oder Druckfeder in dieser oder jener Richtung mit e_1 zusammenwirken. Man würde dazu eine negative Feder von A bis 1 brauchen, bei der die Richtungen der Dehnung und der zugehörigen Kraft nicht entgegengesetzt sondern gleich wären, bei deren „Spannung" also Arbeit gewonnen würde. Nur mit dieser Annahme läßt sich Punkt A als äußerer Teilpunkt wörtlich nehmen; sonst hat er nur mathematische Bedeutung als äußerer Ähnlichkeitspunkt der gleichgerichteten, einander proportionalen Bewegungen an den Endpunkten 1 und 2 der mittleren Feder.

Bei dem Beispiel der folgenden Versuche ist $e_1 : e_{12} = e_{12} : e_2 \approx 5 : 3$. Dann liegt Punkt I auf der mittleren Feder bei $\frac{5}{8}$ ihrer Länge von 1, also $\frac{3}{8}$ der Länge von 2; dagegen liegt Punkt A um $\frac{3}{2}$ ihrer Länge links von 1 oder um $\frac{5}{2}$ der Länge links von 2. Der Ausgleich der Elastizitäten an den Punkten 1 und 2 lautet:

$$\text{innen:} \quad e_1 + \tfrac{8}{5} e_{12} = e_2 + \tfrac{8}{3} e_{12}$$
$$\text{oder} \quad \tfrac{5}{3} e_{12} + \tfrac{8}{5} e_{12} = \tfrac{3}{5} e_{12} + \tfrac{8}{3} e_{12},$$
$$\text{außen:} \quad e_1 - \tfrac{2}{3} e_{12} = e_2 + \tfrac{2}{5} e_{12}$$
$$\text{oder} \quad \tfrac{5}{3} e_{12} - \tfrac{2}{3} e_{12} = \tfrac{3}{5} e_{12} + \tfrac{2}{5} e_{12}. —$$

Die Versuchsanordnung entspricht der Fig. 1 und besteht aus zwei Massen zwischen drei Federn, deren äußere Enden mit der nötigen Vorspannung in feste Lager eingespannt sind.

Die Federn sind aus Klaviersaitendraht von 0,5 mm in 40 bis 120 Windungen von etwa 16 mm Durchmesser hergestellt; für ganz weiche Federn (Kopplung) dient federharter Messingdraht von 0,3 mm Stärke.

Die Massen sind Messingstücke von etwa 35 g. Ihre Form ist so gewählt, daß das Trägheitsmoment für die Schwingungs- oder Spannungsrichtung als Achse möglichst klein wird. Sonst treten leicht Torsionsschwingungen auf, die periodisch die Energie der gradlinigen Schwingungen aufnehmen und wieder abgeben und damit die Erscheinung stören. Bewährt haben sich Messingzylinder von etwa 14 mm Durchmesser und 25 mm Länge.

An jeder Masse wurde die zugehörige Feder mit einer flach umgebogenen Öse festgeschraubt. Die Kopplungsfeder dagegen wurde nur lose eingehängt in einen Messingbügel am andern Ende der Masse, der zugleich einem andern Zwecke diente.

1) Vgl. dazu C. Fischer, Die belastete Schraubenfeder, Zeitschr. f. phys. u. chem. Unt. **38**, 118f, 1925.

Um nämlich die Bewegung der Massen aus der Entfernung gut beobachten bzw. im Drehspiegel auflösen zu können, wurde jede der beiden Massen mit einem „Lichtpunkt" in Gestalt einer 2-Volt-Lampe versehen, deren Fassung mit einem kurzen Hartgummiring an die Masse

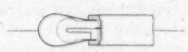


Fig. 2.

angeschraubt wurde. Die innere Zuleitung erfolgte vom Messingzylinder und der daran angeschraubten Feder aus, die Ableitung vom Gewindestück durch den (oben erwähnten) Messingbügel, der die Lampe umgab, und die daran angehängte Kopplungsfeder (schematisch in Fig. 2).

Mit Hilfe dieser „Lichtpunkte" konnten Kurvenbilder der gleichzeitigen Schwingungen beider Massen auf folgende einfache Weise hergestellt werden: Etwa zwei Meter vor dem Schwinger wird im verdunkelten Raum der photographische Apparat (Brennweite 13,5 cm Platte $6^1/_2 \times 9$) drehbar auf dem Reiterstiel einer optischen Bank aufgestellt; ein am Apparat festgeschraubtes Lineal (der „Lenker") wird durch einen Faden bewegt, der von einem Grammophonuhrwerk aufgespult wird. Dabei laufen die Bilder der schwingenden Lichtpunkte in etwa π Sekunden über die Platte und zeichnen 8 bis 14 Schwingungen darauf. So wurden die auf Tafel XXXI in $\frac{2}{3}$ natürlicher Größe wiedergegebenen Schwingungsbilder gewonnen, zu deren Verständnis noch folgendes zu sagen ist:

Die Bilder 3 bis 7 entsprechen dem allgemeineren Sonderfall b) $m_1 = m_2$, $e_{12}^2 = e_1 \cdot e_2$; dabei wurde $e_1 : e_{12} = e_{12} : e_2 = 1{,}7$ ($\approx 5 : 3$) gewählt und hinreichend genau durch folgende Windungszahlen der Federn verwirklicht:

	41 für e_1	70 für e_{12}	119 für e_2
Gewichte:	6 g	10,3 g	16 g

Die Schwungmassen haben (einschl. Beleuchtung)

$$m_1 = m_2 = 35 \text{ g},$$

wozu bei genauerer Rechnung noch ein Drittel der beteiligten Federmassen hinzuzurechnen sind[1]), so daß im Mittel ein Massenwert von 40,6 g vorliegt. Damit ergeben sich folgende Werte:

Elastizität: in ggr/cm	e_2 6,2	e_{12} 10,5	e_1 18	(e_2+e_{12}) 16,7	$(e_{12}+e_1)$ 28,5	$(e_2+e_{12}+e_1)$ 34,7
Frequenz in 2π sek.	n_2	n_{II}	n_1	n_2'	n_1'	n_I
ber.:	12,3	15,9	20,9	20,1	26,2	28,9
beob. (phot.)	—	16,2	—	20,6	27	28,4

1) Vgl. H. Hahn, Die Starre, S. 59f.

Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 5.

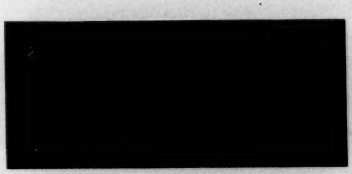


Fig. 6.

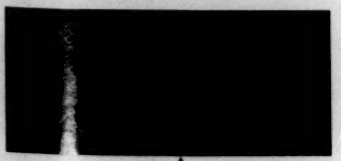


Fig. 7.

Fig. 8.

Die Bilder, Fig. 3 u. 4, zeigen zunächst die Einzelschwingungen n_1' und n_2'; dabei ist die andere Masse buchstäblich an dem tragenden Wandbrett festgenagelt und liefert durch ihren Lichtpunkt eine Gerade.

In Fig. 5 und 6 sind dann die Kopplungsschwingungen n_I und n_{II} aufgenommen; von beiden Massen genau in Phase ausgeführt mit Amplituden, die nach der Berechnung im Verhältnis

$$c_I = -\frac{c_{12}}{c_1} \approx -\frac{3}{5}; \quad c_{II} = \frac{c_{12}}{c_2} \approx +\frac{5}{3}$$

stehen.

Damit sind auch durch den Versuch die beiden Kopplungsschwingungen getrennt und ihrem Wesen nach als Gleichtakt- bzw. Gegentaktschwingung erwiesen. Auch die Frequenzen lassen sich in den Fig. 3 bis 6 nachprüfen (auszählen), wenn man weiß, daß die Punkte in π Sekunden über die Platte laufen. Das Auftreten des Teilpunkts I läßt sich nur am Gerät selbst beobachten.

Fig. 7 zeigt die Überlagerung von n_{II} und n_I, die zueinander etwa im Intervall der natürlichen Septime (4 : 7) stehen, so daß die kleinen Zacken von n_I gleichsam über die größeren von n_{II} hinweglaufen. Trotz der Überlagerung erkennt man auch hier deutlich die Gleichtakt- und Gegentaktschwingung. So z. B. liegt in Fig. 7 (über dem Pfeil) die große Zacke in beiden Kurven nach oben (Gleichtakt), wird aber durch die kleine Zacke der größeren Frequenz in der oberen erhöht — in der unteren erniedrigt (Gegentakt). —

Der Sonderfall a) Resonanz ist in Fig. 8 bei mäßiger Kopplung wiedergegeben. Die sich überlagernden Frequenzen (in 2π sek.), $n_I = 23{,}2$ und $n_{II} = 20{,}6$, entsprechen hier etwa dem Intervall des Ganztons, und es treten an beiden Massen Schwebungen auf — aber immer abwechselnd. Gerade darin bestätigt sich wiederum die Grundvorstellung vom Gleichtakt und Gegentakt. Wenn im selben Augenblick die Überlagerung an der einen Masse ein Maximum und an der andern ein Minimum von Bewegung ergibt, so müssen die Komponenten an der einen Masse in gleicher Phase, an der andern Masse in entgegengesetzter Phase zusammentreffen, d. h. die eine Komponente tritt an beiden Massen als Gleichtakt-, die andere als Gegentaktschwingung auf. Gerade für diesen Fall liegt der Vergleich mit „kapazitativ" gekoppelten elektrischen Schwingungskreisen sehr nahe[1]). Die sogenannte Energiewanderung von einem Schwinger zum andern wird hierdurch auf eine ganz andere Tatsache zurückgeführt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Versuche (auch quantitativ bis auf 2 Proz.) mit der Theorie übereinstimmen. Als wesentliches Ergebnis dürfte inhaltlich die physikalische Deutung und Erklärung der Kopplungsschwingungen bezeichnet werden. Methodisch dagegen liegt wohl in der elementaren Behandlung der Haupterfolg dieser Untersuchung.

1) Vgl. L. Bergmann, Beitrag zur kapazitativen Kopplung elektrischer Schwingungskreise, Zeitschr. f. phys. u. chem. Unt. **43**, 70, 1930; eine Arbeit, die im Zusammenhang mit diesen Untersuchungen entstanden ist.

(Eingegangen 17. Juli 1930.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN DES VI. DEUTSCHEN PHYSIKERTAGES IN KÖNIGSBERG, PR., VOM 4.—7. SEPTEMBER 1930.

H. Pose (Halle), Über Richtungsverteilung der von Polonium-α-Strahlen aus Aluminium ausgelösten H-Teilchen.

Bei Zertrümmerungsversuchen an Al mit Po als α-Strahler konnten bei früheren Messungen des Verfassers[1]) 3 energetisch verschiedene Gruppen von H-Teilchen nachgewiesen werden. Eine kürzlich veröffentlichte Arbeit[2]) berichtete über Messungen, die angestellt wurden, um die Reichweite der H-Teilchen dieser 3 Gruppen in Abhängigkeit von der Primärenergie, also die Anregungsenergien des Atomkerns, zu ermitteln. Die Ergebnisse dieser Versuchsreihen seien, soweit das zum Verständnis der hierzu beschreibenden Versuche über die Abhängigkeit von Reichweite und Ausbeute der H-Teilchen dieser 3 Gruppen vom Winkel zwischen Primär- und Sekundärstrahl nötig ist, kurz zusammengefaßt.

1) H. Pose, Physik. Zeitschr. **30**, 780, 1929.
2) H. Pose, Zeitschr. f. Phys. **64**, 1, 1930.

Fig. 1 zeigt eine Absorptionskurve von H-Teilchen aus Al nach vorwärts, erzeugt durch Po-α-Strahlen, die mit der von G. Hoffmann und dem Verfasser[1]) entwickelten Apparatur gemessen wurde. Als Ordinaten sind aufgetragen die auf den ganzen Raumwinkel umgerechneten Ausbeuten an H-Teilchen pro 10^8 α-Teilchen, als Abszissen die Absorption, die die H-Teilchen vor ihrem Eintritt in die Ionisationskammer erfahren haben. Die verwendete Al-Folie war so dick, daß die α-Teilchen in ihr vollständig abgebremst wurden. Man erhält also das H-Strahlspektrum, das von α-Teilchen aller Reichweiten von 0 cm

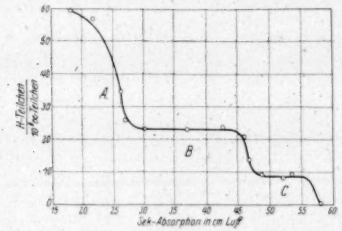


Fig. 1.

bis 3,72 cm erzeugt wird. Die so gefundenen Gruppen seien mit A, B und C bezeichnet. Durch Variation der Dicke der zu zertrümmernden Al-Folien und durch Verwendung von Primärabsorption zwischen Präparat und Al-Folien wurde der Zertrümmerungseffekt für kleine Intervalle der Primärenergie ermittelt. Das Ergebnis dieser Messungen war folgendes: Die Gruppe A wird von α-Teilchen aller Reichweiten erzeugt und ihre Besetzungszahl und Reichweite nimmt mit geringer werdender Primärenergie ab. Die Energie der oberen Grenze der Gruppe A ist gleich der maximalen Energie der verwendeten Primärstrahlung.

Anders ist das Verhalten der Gruppen B und C. Die Messungen ergaben, daß die Gruppe B nur erzeugt werden kann, von α-Teilchen einer Reichweite, die zwischen 2,3 cm und 2,5 cm liegt, die Gruppe C nur von α-Teilchen, deren Reichweite zwischen 3,6 und 3,1 cm liegt. Beide Gruppen können weder von α-Teilchen größerer oder kleinerer als den Intervallen entsprechenden Reichweiten erzeugt werden. Nach den Anschauungen der Quantentheorie des Atomkerns von G. Gamow[2]), G. Beck[3]) u. a. läßt sich das Verhalten der Gruppe A deuten, als normales Eindringen eines α-Teilchens in den Atomkern unter Befreiung eines H-Teilchens, das der Gruppen B und C als Resonanzeffekt zwischen den die Broglie-Wellen der α-Teilchen und Kerneigenschwingungen. Bei der Gruppe A verläßt das α-Teilchen gemeinsam mit dem H-Teilchen wieder den Atomkern, bei den Gruppen B und C wird das α-Teilchen vom Atomkern eingefangen.

Zur Untersuchung der Richtungsverteilung der H-Teilchen wurden mit einer Primärreichweite von 3,72 cm und einer dicken Al-Folie Absorptionskurven bei den Winkeln 48°, 65°, 105° und 135° zwischen Primär- und Sekundärstrahl gemessen. Der Winkelbereich betrug etwa $\pm 35°$, doch nimmt mit größer werdender Abweichung vom mittleren Winkel die Ausbeute aus geometrischen Gründen ab, so daß die Winkelbedingungen dadurch wesentlich enger werden.

Fig. 2 zeigt die Absorptionskurven der H-Teilchen für die genannten Winkel (Winkel 48° und 105° sind der Übersichtlichkeit halber fortgelassen). Man sieht, daß mit wachsendem Winkel die Reichweiten der H-Teilchen in allen 3 Gruppen geringer werden, die Ausbeuten ändern sich nicht erheblich, sie sind für die Gruppen B und C bei 135° etwa um 25—30 Proz. geringer als bei 0°. Die relativ geringe Änderung der Ausbeute mit dem Winkel ist experimentell von Wichtigkeit, denn es wird dadurch nachgewiesen, daß die Annahme einer gleichmäßigen Verteilung der H-Teilchen über alle Winkelbereiche, die

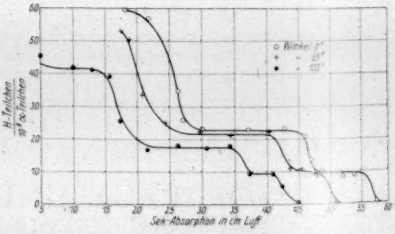


Fig. 2.

ja zur Berechnung der Ausbeute bisher immer vorausgesetzt wurde, wenigstens für A in bezug auf die Besetzung der einzelnen Gruppen berechtigt ist. Für eine bestimmte Absorptionsdicke kann sich jedoch die Ausbeute sehr stark mit dem Winkel ändern. Betrachtet man z. B. die Ausbeuten für 20 cm Absorption bei 0° und bei 135°, so ist sie bei 135° etwa nur noch $^1/_3$ der Ausbeute bei 0°. Dies liegt daran, daß die Reichweite der Gruppe A bei 135° nur noch 19 cm beträgt, gegenüber 29 cm bei 0°.

Unter der Annahme, daß das α-Teilchen bei dem Zusammenstoß vom Atomkern eingefangen

1) G. Hoffmann u. H. Pose, Zeitschr. f. Phys. **56**, 405, 1929.

2) G. Gamow, Zeitschr. f. Phys. **52**, 510, 1929 und Physik. Zeitschr. **30**, 717, 1929.

3) G. Beck, Zeitschr. f. Phys. **64**, 22, 1930.

wird, läßt sich aus Energie- und Impulssatz die Änderung der Geschwindigkeit der H-Teilchen mit dem Winkel zwischen Primär- und Sekundärstrahl berechnen, wie dies Bothe getan hat[1]). Ein solcher Fall liegt bei den Gruppen B und C vor. Die aus den Reichweiten nach der Formel $R = C\frac{m}{e^2} \cdot v^3$ berechneten Geschwindigkeiten sind in Fig. 3 in einem Polarsystem eingezeichnet. Aus Energie und Impulssatz folgt,

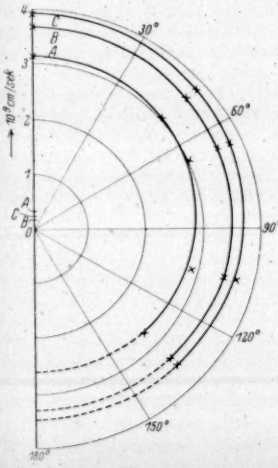


Fig. 3.

daß die Endpunkte der Geschwindigkeitsvektoren auf einem Kreis liegen, dessen Mittelpunkt um einen Betrag d in der α-Strahlrichtung verschoben ist. Durch die empirisch gefundenen Geschwindigkeitswerte sind in Fig. 3 nach der Methode der kleinsten Quadrate Kreise gelegt worden. Bei Gruppe B ergibt sich empirisch $d = 0{,}18 \cdot 10^9$ cm/sec theoretisch folgt, da $d = \frac{m_\alpha \cdot v_\alpha}{M + m_H}$, wo m_α und v_α Masse und Geschwindigkeit des α-Teilchens bedeuten, m_H Masse des H-Teilchens und M die Masse des Kernrestes, also $M = M_{Al} - m_H + m_\alpha$. Setzt man $M = 31$ und $v = 1{,}37 \cdot 10^9$ cm/sec, was einer Reichweite von 2,4 cm entspricht, so wird $d = 0{,}177 \cdot 10^9$ cm/sec. Für Gruppe C findet man empirisch $d = 0{,}23 \cdot 10^9$ cm/sec und theoretisch $d = 0{,}20 \cdot 10^9$ cm/sec. Die Übereinstimmung ist also innerhalb der Fehlergrenzen recht gut.

Etwas anders ist die Überlegung für Gruppe A. Hier wird das α-Teilchen nicht eingefangen. Da aber die Energie der H-Teilchen dieser Gruppe nahezu gleich der Energie der α-Teilchen ist, behält das α-Teilchen nach dem Zusammenstoß nur noch einen minimalen Betrag seiner Energie, wie dies von G. Beck[1]) theoretisch näher ausgeführt wurde. Man kann also auch für die Gruppe A dieselbe Rechnung durchführen und findet dann für d, wenn man aber nun für M einsetzt $M = M_{Al} - m_H$, $d = 0{,}236 \cdot 10^9$ cm/sec. Empirisch ergibt sich $d = 0{,}22 \cdot 10^9$ cm/sec. Beide Werte stimmen innerhalb des Fehlers überein.

Die Ergebnisse der hier beschriebenen Versuche über die Richtungsverteilung von Reichweite und Zahl der H-Teilchen aus Al sind in Übereinstimmung mit den Vorstellungen, die man sich auf Grund der neuen Quantentheorie des Atomkerns von dem Zustandekommen der einzelnen Reichweitengruppen zu machen hat.

Erwähnt sei noch, daß von Bothe[2]) für 3 Reichweitengruppen der H-Teilchen aus Bor ähnliche Messungen angestellt wurden, mit Ergebnissen, die aber nur zum Teil mit den hier beschriebenen Beobachtungen an den 3 Reichweitengruppen der H-Teilchen aus Al übereinstimmen. Eine ausführliche Diskussion und ein Vergleich dieser Ergebnisse mit den von Bothe beim Bor erhaltenen soll demnächst an anderer Stelle erfolgen.

1) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **51**, 613, 1928.

1) G. Beck, l. c.
2) W. Bothe, Zeitschr. f. Phys. **63**, 381, 1930.

Guido Beck (Leipzig), Über die theoretische Behandlung der Atomzertrümmerungsprozesse.

Die Quantentheorie der aperiodischen Vorgänge, welche das Thema der heutigen Sitzung bildet, ist auch imstande, zusammen mit der Gamow-Condon-Gurneyschen Modellvorstellung, die Deutung einiger Erscheinungen der Kernphysik zu geben, welche zum Teil erst in jüngster Zeit der experimentellen Technik zugänglich geworden sind (Rutherford, Bothe, Pose u. a.).

Wir betrachten das Problem des Zusammenstoßes zwischen einem α-Teilchen und einem Atomkern. Es treten Quantenprozesse auf, von denen ich folgende fünf Typen hervorheben will:

1. Elastische Stöße (Streuung). Für diese Prozesse gilt im allgemeinen, solange die Energie der einfallenden α-Teilchen nicht die Höhe des Potentialbergs übersteigt, das Rutherfordsche Streugesetz. Wenn aber die Energie der stoßenden Teilchen gerade mit der Energie eines — virtuellen — Quantenzustandes des Kerns übereinstimmt, tritt Resonanz ein und wir er-

halten, ganz wie im analogen optischen Fall, anomale Streuung. Die Gesamtzahl der gestreuten Teilchen wird jeweils an einer Resonanzstelle ein Minimum. Die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten eines Streuprozesses ist von der Größenordnung 10^{-6} pro 1 cm Luft.

2. Unelastische Stöße unter Emission von Strahlung. Das einfallende α-Teilchen kann im Felde des Kerns unter Aussendung von γ-Strahlung in einen energetisch tieferen Zustand des kontinuierlichen oder diskreten Spektrums übergehen, somit entweder mit verminderter Geschwindigkeit wegfliegen oder vom Kern eingefangen werden. Die Wahrscheinlichkeit für solche Vorgänge ist so klein ($\sim 10^{-17}$), daß sie hier außer Betracht gelassen werden kann.

3. Unelastische Stöße unter Anregung des Kerns. Wenn die kinetische Energie des stoßenden α-Teilchens hinreichend groß ist, kann das α-Teilchen einen Teil seiner Energie an den Kern abgeben, so daß ein Kernniveau angeregt wird. Dieser Vorgang entspricht vollkommen der Franck-Herzschen Stoßanregung. Nach erfolgter Anregung emittiert der Kern eine ihm eigentümliche Resonanzlinie. Zur Anregung ist es nicht notwendig, daß das stoßende α-Teilchen ins Innere des Kerns gelangt, der Prozeß kann durch die Coulombsche Wechselwirkung bei der Reflexion des Teilchens an der Außenseite des Potentialberges hervorgerufen werden. Die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten dieses Prozesses ist von der Größenordnung 10^{-6} bis 10^{-7} und nimmt sowohl mit wachsender Ordnungszahl als auch mit abnehmender Einfallsenergie der stoßenden Teilchen ab.

4. Zertrümmerungsprozesse. Wenn der gestoßene Kern nicht ausschließlich aus α-Teilchen zusammengesetzt ist, kann an Stelle eines α-Teilchens auch ein H-Teilchen angeregt oder ausgelöst werden (Ionisationsprozeß). Der Mechanismus ist dabei derselbe wie unter 3., das stoßende Teilchen fliegt mit verminderter Energie weg. Die ausgelösten H-Strahlen sind kontinuierlich über alle möglichen Geschwindigkeiten verteilt. Da aber das H-Teilchen selber beim Austritt aus dem Kern eine Potentialschwelle zu überwinden hat, werden die schnelleren Teilchen häufiger emittiert als die langsameren („Normale" Zertrümmerung).

Stimmt die Energie der einfallenden α-Strahlen gerade mit der Energie einer Kerneigenschwingung überein, so tritt Resonanz ein und das α-Teilchen kann ungehindert durch die Potentialschwelle ins Kerninnere gelangen, einen Übergang in einen tieferen Kernzustand ausführen und die frei werdende diskrete Energie an ein H-Teilchen abgeben („Resonanzzertrümmerung", Augerprozeß). Das stoßende Teilchen wird dabei vom Kern eingefangen. Derartige Prozesse treten in merklicher Anzahl ein, solange die Energie des H-Teilchens ausreicht, um seine Potentialschwelle zu überwinden. Dies ist bei den Elementen bis etwa zur Ordnungszahl $Z = 30$ der Fall.

Die Wahrscheinlichkeit für derartige Prozesse ist von der Größenordnung 10^{-6} bis 10^{-7}.

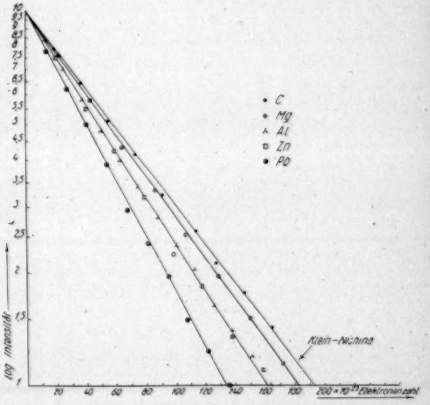
5. Zertrümmerung mit nachfolgender Strahlungsemission. Wenn bei einem Resonanzzertrümmerungsprozeß das stoßende α-Teilchen nicht direkt in den Grundzustand des Kerns gelangt, sondern zunächst in einen angeregten Zustand gerät, so wird es kurz danach unter Emission eines γ-Quants in den Grundzustand springen. Die Lebensdauer des angeregten Kernzustandes ist von der Größenordnung 10^{-16} sec, die Wahrscheinlichkeit für das Eintreten des eben besprochenen Prozesses ist von derselben Größenordnung wie die der gewöhnlichen Resonanzzertrümmerung. Solche Prozesse dürften bei den bekannten Blackettschen Aufnahmen von N-Zertrümmerung in der Wilsonkammer und bei den Experimenten von Bothe über die von α-Strahlen ausgelöste γ-Strahlung eine Rolle spielen.

Nachdem nun diese Erscheinungen bekannt sind und die experimentellen Hilfsmittel zu ihrer genaueren Untersuchung vorliegen, wird es möglich sein, für den Kernbau alle diejenigen Fragen zu beantworten, welche die Spektroskopie für den Atombau beantwortet hat. Macht man die naheliegendste Annahme, deren Berechtigung in jedem Falle allerdings erst zu erweisen sein wird, daß jedes Teilchen im Kern sich wie unter dem Einfluß eines Zentralfeldes verhält, so kann man jedem H- und α-Teilchen im Kern drei Quantenzahlen zuordnen, welche für die Energie den Gesamtdrehimpuls und den Drehimpuls um eine bestimmte Achse in dem betreffenden Zustand maßgebend sind. Diese drei Größen lassen sich nun, immer die Legitimität der oben erwähnten Annahme vorausgesetzt, direkt aus den der Beobachtung zugänglichen Größen ablesen. Für die Energie ist dies wohl ohne weiteres klar. Um eine Aussage über den Drehimpuls zu gewinnen, gehen wir von der Bemerkung aus, daß in einem Zentralfeld durch die Angabe des Impulsmoments gleichzeitig auch die Winkelabhängigkeit der Eigenfunktionen bestimmt ist. Es ist daher möglich, aus der Richtungsverteilung der Teilchen, welche von einem Kern gestreut oder emittiert werden, auf ihren Drehimpuls zu schließen.

L. Meitner und H. H. Hupfeld (vorgetragen von H. H. Hupfeld), Prüfung der Streuungsformel von Klein und Nishina an kurzwelliger γ-Strahlung. (Aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie; Physikalisch-Radioaktive Abteilung.)

Auf Grund der relativistischen Quantenmechanik von Dirac haben Klein und Nishina eine Theorie für die Quantenstreuung an freien Elektronen aufgestellt, die sich von den älteren von Compton und Dirac-Gordon gegebenen im Gebiet harter γ-Strahlen sehr stark unterscheidet. Durch Vergleich der experimentell gefundenen Streuungskoeffizienten der $RaB + C$ γ-Strahlung mit den theoretisch zu erwartenden Werten haben bereits Stoner und Skobelzyn die Richtigkeit der Klein-Nishinaschen Theorie wahrscheinlich gemacht. Indessen ist die Wahl von $RaB + C$ als Strahlenquelle wegen der Inhomogenität der Strahlung nicht günstig. Geeigneter ist ThC'', dessen γ-Spektrum eine Linie bei 4,7 X. E. (10^{-11} cm) und langwelligere Linien erst in größerem Abstand aufweist. Dadurch ist ein Herausfiltern der harten Komponente allein möglich.

Mit dieser gefilterten Strahlung wurden Absorptionskurven in verschiedenen Materialien aufgenommen und, da der Absorptionsprozeß für so hohe Frequenzen praktisch nur aus Streuung bestehen kann, der Streuungskoeffizient σ aus den Kurven nach der Gleichung $J = J_0 e^{-\sigma x}$ (x = Absorberdicke) bestimmt. Das ThC''-Präparat ($ThB + C$) befand sich dabei in einem starken Eisenpanzer. Die Strahlung konnte nach Durchlaufen der Absorberschichten nur durch einen 36 cm langen Kanal von 1 cm² Querschnitt austreten. Als Meßinstrument wurde ein kleines Geiger-Müllersches Zählrohr in 275 cm Entfernung von der Strahlenquelle benutzt. Durch diese Anordnung sind alle durch das Mitmessen von Streustrahlung etwa entstehenden Fehler weitgehend herabgedrückt. Als Filter diente *Pb* und zwar bis zu 4 cm bei den leichten Elementen. Die Absorptionskurven wurden — mit Ausnahme von *C* — bis auf mindestens 10 Proz. der Anfangsintensität herunter aufgenommen. Wegen der statistischen Schwankungen der Zählmethode sind die Fehlergrenzen für die einzelnen Punkte einer Kurve ± 4 Proz. Die so gewonnenen Streukoeffizienten stimmen für leichte Elemente (z. B. *C*) mit denen nach der Theorie von Klein und Nishina berechneten überein, während die nach Compton und Dirac-Gordon berechneten viel zu kleine Werte liefern. Bei den schwereren Elementen treten aber auch zwischen den experimentellen und den nach Klein und Nishina berechneten Werten Unterschiede auf, die mit steigender Atomnummer (anscheinend sprungweise) zunehmen. Dies ist aus den logarithmisch aufgetragenen Absorptionskurven ohne weiteres ersichtlich (s. Figur). Die Gerade für die *C*-Absorption (Streukoeffizient pro Elektron $\sigma/n = 1{,}21 \cdot 10^{-25}$) fällt fast völlig mit der theoretischen ($\sigma/n = 1{,}235 \cdot 10^{-25}$) zusammen. Die *Mg*-Punkte zeigen eine kleine Abweichung, während die des benachbarten *Al* beinahe mit der *Zn*-Kurve ($\sigma/n = 1{,}42 \cdot 10^{-25}$) übereinstimmen. Die zwischen *Al* und *Zn* liegenden Elemente haben



innerhalb der Fehlergrenzen dieselben Streuungskoeffizienten. Die Elemente mit höherer Atomnummer fallen in das Gebiet zwischen *Zn* und *Pb* und sind der Übersichtlichkeit wegen nicht mit eingezeichnet. Für letzteres (σ/n 1,73 · 10^{-25}) beträgt die Abweichung gegen den theoretischen Wert 40 Proz. Es liegen hier also wieder die gemessenen Streukoeffizienten höher als die berechneten. Eine Erklärung dieser Unterschiede auf Grund von Photoabsorption oder klassischer (Debyescher) Streuung scheint nicht möglich. Es liegt aber nahe, hierfür das Auftreten einer Streuung der harten Strahlung an den Kernbestandteilen anzunehmen, die auch den Gang mit dem Atomgewicht erklären würde. Diese Hypothese soll durch die Bestimmung der Streuungskoeffizienten möglichst vieler Elemente des periodischen Systems weiter geprüft werden. Eine ausführliche Mitteilung wird in der Zeitschr. f. Phys. erscheinen.

Diskussion.

Herr Rausch v. Traubenberg (Prag): Welche Rolle spielt das Bleifilter? Inwieweit macht sich eine sprunghafte Abhängigkeit des Streukoeffizienten von der Stellenzahl bemerkbar?

Antwort an Herrn v. Traubenberg: Die Bleifilterung hat nur den Zweck, die weichen Komponenten der *Th*-Strahlung wegzunehmen, da es notwendig ist, mit einer monochromatischen Strahlung zu arbeiten, um die Formel von Klein und Nishina, in die die Frequenz eingeht, mit der Erfahrung zu vergleichen.

Ein Sprung im Gang des Streukoeffizienten pro Elektron durchs periodische System liegt zwischen *Mg* und *Al* vor. Chao der allerdings nur wenige Elemente untersucht hat, findet dies nicht. In bezug auf Gültigkeit der Klein-Nishinaschen Formel für leichte Elemente und das Auftreten von Abweichungen mit wachsender Atomnummer stimmen seine Ergebnisse aber durchaus mit den hier vorgetragenen überein.

Antwort an Herrn Wentzel: Eine Durchrechnung zeigt, daß die Debyesche Streuung bei weitem nicht ausreicht, um die vorliegenden Abweichungen zu erklären. Für das Intensitätsverhältnis Comptonstreustrahlung zu klassischer Streustrahlung wurden Messungen von Woo im Röntgengebiet zugrunde gelegt.

Herr Beck (Leipzig): Ich glaube eigentlich nicht, daß eine vom Kern herrührende γ-Strahlstreuung von den Kernelektronen bewirkt wird. Es wird vielmehr heute allgemein angenommen, daß die Emission von γ-Strahlen durch Quantensprünge von α-Teilchen zustande kommt. Es ist denkbar, daß z. B. der große beobachtete Sprung zwischen *Mg* und *Al* so zu deuten ist, daß bei *Al* eine Kernresonanzstelle vorhanden ist, so daß dort die Streuung besonders groß wird. Ob ein derartiger Effekt von der Größenordnung sein kann, um die es sich hier handelt, wird allerdings erst zu untersuchen sein. (Anmerkung bei der Korrektur: Es konnte seither gezeigt werden, daß dies tatsächlich der Fall sein kann.)

Antwort an Herrn Beck: Sie meinen die Rechnungen des Herrn Kuhn. Ich weiß nicht, ob diese Übertragungen der klassischen Dispersionstheorie auf den Kern stichhaltig sind. Immerhin kann man vorläufig noch nichts über die Streuzentren im Kern aussagen, da ein einfacher Gang der Abweichungen vom theoretischen Wert mit der Atomnummer und den Kernbestandteilen nicht vorhanden zu sein scheint.

Chr. Gerthsen (Tübingen), Der Kanalstrahlenstoß.

Wenn man sich vergegenwärtigt, welchen Nutzen das Studium des Durchgangs von Kathoden- und α-Strahlen durch Materie für unsere Kenntnis von Bau und Eigenschaften der Atome gehabt hat, die sie durchquerten, so liegt die Frage nahe, ob nicht auch die Gruppe der Kanalstrahlen dem gleichen Zweck dienstbar gemacht werden kann. Kann nicht unser Atombild gerade durch ihre charakteristischen Eigenarten, die große Möglichkeit in der Variation der Eigenschaften, was Art, Masse und Geschwindigkeit der Teilchen anbelangt, eine Bereicherung erfahren?

Ein Blick auf die zusammenfassende Darstellung der Erscheinungen der Streuung, Geschwindigkeitsverluste, Ionisation und Reichweite von Kanalstrahlen, schlechthin die Erscheinungen beim Kanalstrahlenstoß, in unseren neuen Handbüchern zeigt die Mannigfaltigkeit der Unsicherheiten und Widersprüche, die diesen Zweig der Forschung belasten. Nur im Studium der Umladungserscheinungen sind hier fruchtbare neue Erkenntnisse gewonnen worden. Im übrigen ist diesem Teil der Kanalstrahlenphysik eine ungebührlich kleine Beachtung zugewandt worden. Nun ist aber doch ein Kanalstrahlenteilchen seiner Natur nach nichts anderes als ein α-Strahlenteilchen, und dieser α-Strahl ist gerade derjenige, bei dem von allen Korpuskularstrahlen zuerst die Gesetze des Durchgangs durch Materie widerspruchslos aufgeklärt wurden, ohne daß Irrwege eingeschlagen wurden, die ja bekanntlich bei den Kathodenstrahlen nicht vermieden worden sind. Was begründet diese Vorzugsstellung der α-Strahlenphysik? Zweifellos die Tatsache, daß infolge der ungeheuren Energiekonzentration in dem elementaren α-Strahlenteilchen an ihm die Methoden der Untersuchung des Einzelprozesses, der Nachweis und die Zählung der atomistischen Einzelteilchen entwickelt werden konnten. Hier also stand die empfindlichste Methode zur Intensitätsmessung zur Verfügung, die überhaupt erreicht werden kann, und die entscheidend dazu beigetragen hat, die Sicherheit der Kenntnis der α-Strahlengesetze zu begründen.

Eine so hohe Empfindlichkeit war bei den Intensitätsmessungen in allen älteren Kanalstrahlen-Arbeiten bei weitem nicht erreicht. Verhältnismäßig empfindlich lassen sich Auffängermessungen gestalten, das zu messende Kanalstrahlenbündel läßt man in einen Faradaykäfig fallen, der mit einem Elektrometer verbunden ist. Aber für viele Zwecke ist diese Methode, die unter reinen Bedingungen Ströme von 10^{-14} Ampère zu messen gestattet, bei Kanalstrahlen als unbrauchbar zu verwerfen. Das hat seinen Grund einmal in dem Vermögen der *KS*, in hohem Maße Sekundärelektronen auszulösen. Ein etwa an einem Blendenrand ausgelöstes Sekundärelektron, welches in den Käfig gelangt, wiegt bei der Ladungsmessung soviel wie ein Kanalstrahlteilchen selbst. Dann scheitert die Möglichkeit der Intensitätsmessung durch Ladungsmessung häufig ganz besonders daran, daß jede Wechselwirkung mit Materie eine Umladung nach sich zieht, die selbst bei guter Kenntnis der Gesetze

der Umladungen in ihrer Konsequenz unkontrollierbar ist.

So galt in älterern Arbeiten als sicherste Intensitätsmessung die Messung der Wärmewirkung der absorbierten Strahlung. In der Regel fiel sie auf die Lötstellen eines Thermoelementes; die Empfindlichkeitsgrenze einer solchen Messung ist bei 10^{-11} Ampère zu suchen. Man sieht, wie ungeheuer stark benachteiligt die Kanalstrahlen hier noch gegenüber den ihnen so verwandten α-Strahlen sind, von denen noch Ströme von 10^{-20} Ampère bequem zu messen sind.

Man braucht also zweifellos eine Verfeinerung der Methoden zur Intensitätsmessung. Diese ist nun leicht auf folgendem Wege zu erreichen. Man läßt die *KS* aus dem Beobachtungsraum in eine gasgefüllte Kammer treten, die von der hochvakuierten Apparatur durch ein so dünnes abschließendes Fenster getrennt ist, daß die *KS* mit hoher Energie eine erhebliche Ionisation im Gasraum bewirken. Ich habe gezeigt, daß die Zahl der erzeugten Ionenpaare ähnlich wie bei den α- und Kathodenstrahlen der Anfangsenergie der ionisierenden Teilchen proportional ist. Kennt man den Energieverbrauch pro Ionenpaar und kennt man den Energieverlust beim Durchgang durch das Fenster, — der ist aus Messungen, die Herr Eckardt(5) ausgeführt hat, zu entnehmen — so hat man hier durch Messung der Gesamtzahl der gebildeten Ionen ein sehr empfindliches Mittel zur Messung von Kanalstrahlenströmen. Durch ein Kanalstrahlteilchen von 40 *KV* werden etwa 1000 Ionenpaare erzeugt werden können. Gegenüber Auffängermessungen gewinnt man durch diese starke Multiplikation einen Empfindlichkeitszuwachs vom Faktor 1000, so daß bequem noch primäre Ströme von 10^{-17} Ampère gemessen werden können. Man erzielt aber auch außerdem einen großen Fortschritt in der Sicherheit der Messung, denn jede merkliche Fälschung durch Sekundärelektronenemission ist ausgeschlossen; zudem ist die Messung unabhängig von dem jeweiligen, zufälligen Ladungszustande des Teilchens beim Eindringen in die Ionisationskammer.

Eine natürliche Fortentwicklung der Empfindlichkeitssteigerung liegt in der sinngemäßen Anwendung des Geigerschen Spitzenzählers, der die Auszählung der einzelnen Atome im Kanalstrahlenstrom gestattet, und also dort am Platze ist, wo Ströme von der Größenordnung von 10^{-20} Ampère zu messen sind.

Die hohe Empfindlichkeit der Messungen an α-Strahlen ist somit für Kanalstrahlen erreicht. Das stellt an uns die Forderung, die gleiche Sicherheit in der Kenntnis der Gesetze in der Kanalstrahlenphysik zu gewinnen. Daß wir auf dem Wege sind, sie zu erreichen, soll im Folgenden ausgeführt werden:

Wenn ein *H*-Kanalstrahl durch Materie hindurchtritt, so werden die durch die Atome hindurchschießenden *H*-Teilchen in Wechselwirkung zu den Kernen und zu den Elektronen der Atome treten. Die Aussagen, die man über ihr Schicksal machen kann, sind sehr bestimmt.

Betrachten wir zunächst die Wechselwirkung mit den Atomkernen. Diese, als Träger schwerer Massen und starker elektrischer Felder, werden je nach der Nähe der Begegnung eine mehr oder minder starke Ablenkung von der Richtung der einfallenden Strahlen erzwingen. Wenn nur die Energie der *KS* ausreicht, tief durch die Elektronenhülle des Atoms in die Nähe des Atomkerns vorzudringen, wird man erwarten, daß die Winkelverteilung der gestreuten *KS* ebenso einem Rutherfordschen Verteilungsgesetz gehorcht, wie es für α-Strahlen von Geiger und Marsden gefunden wurde, und die Grundlage des Kernmodells geworden ist. Solange man noch nicht saubere Versuchsbedingungen zur Messung der Einzelstreuung herstellen konnte, mußte man wenigstens eine starke Zunahme der Intensität der mit hoher Geschwindigkeit reflektierten *KS* mit der Ordnungszahl des Reflektormaterials erwarten. Als starkes Hindernis für eine konsequente Verfolgung des Gedankens, daß doch mindestens die Streuung der *KS* verwandte Züge mit der α-Strahlenstreuung aufweisen mußte, ist eine Messung von Wagner (1) aufzufassen, in der festgestellt wurde, daß das Reflexionsvermögen von Aluminium zu Gold sich für *H*-Strahlen etwa

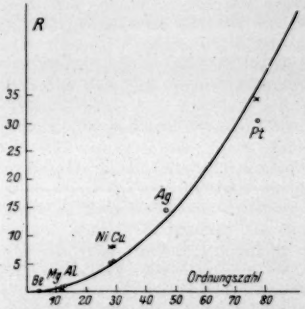


Fig. 1. Reflexionsvermögen R der Metalle für *H*-Kanalstrahlen hoher Geschwindigkeit als Funktion der Ordnungszahl ($R_{Al} = 1$).

wie 1 : 1,1 verhalten sollte. Ich (2) konnte nun gelegentlich einer Untersuchung über die von der Aufprallstelle von *H*-Kanalstrahlen auf Metalle ausgehenden Strahlung den Nachweis führen, daß die Intensität der unter hohen Geschwindigkeiten reflektierten Strahlen nahezu dem Quadrate der Ordnungszahlen proportional war.

Dieses Resultat ließ erwarten, daß die Zerstreuungsgesetze für H-Kanalstrahlen sehr einfache Züge tragen müßten und daß eine sehr nahe Übereinstimmung mit dem Rutherfordschen Zerstreuungsgesetz bestehen müßte. Mit Hilfe des Geigerschen Spitzenzählers konnte nun an die Untersuchung der Zerstreuungsgesetze gleich in der saubersten Form der Untersuchung der Einzelstreuung in ganz dünnen Folien herangegangen werden. Es ist dies eine experimentelle Aufgabe, die nur durch Anwendung von Zählmethoden gelöst werden kann, denn die primären Mengen, die man durch eine dünne Folie hindurchschicken müßte, um etwa bei großen Winkeln mit thermoelektrischen Methoden noch hinreichende Intensität in den gestreuten Strahlen zu haben, würden

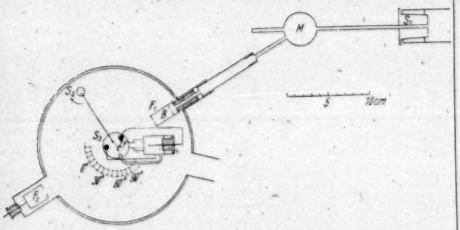


Fig. 2. Apparatur zur Messung der Einzelstreuung in dünnen Folien.

durch Energieabgabe an die Folie diese in Bruchteilen einer Sekunde zerstören. Bei Anwendung des Zählers braucht man so geringe primäre Mengen, daß ein schädlicher Einfluß auf die Zerstreuungsfolie nicht in Frage kommt. Das hat dann weiter zur Folge, daß eine außerordentlich scharfe Ausblendung und hohe Monochromatisierung der primären Strahlen angewandt werden kann. Fig. 2 zeigt ein Bild der Versuchsanordnung, mit der ich die Untersuchung der Einzelstreuung durchgeführt habe.

Die erzielten Resultate sind folgende. Die Streuung an dünnen Schichten aus leichten Atomen gehorcht sowohl was die Winkelabhängigkeit, nämlich die Proportionalität mit $1/\sin^4 \Phi/_2$ anbelangt, als die absolute Zahl der in einem festen Raumwinkel gestreuten Teilchen dem Rutherfordschen Streugesetz. Die Gültigkeit dieses Gesetzes ist also zum ersten Male auf andersartige stoßende Teilchen und zudem einen ganz anderen Energiebereich der stoßenden Teilchen übertragen.

Die Wechselwirkung mit dem schweren Atomkern verursacht im allgemeinen nur eine Richtungsänderung, ein Geschwindigkeitsverlust durch Energieabgabe an den Kern ist bei kleinen Ablenkungswinkeln verschwindend klein. Anders bei dem Zusammenstoß mit den Elektronen des Atoms. Eine einfache stoßmechanische Überlegung, die nur die elementaren Erhaltungssätze von Energie und Impuls voraussetzt, fordert, daß auf ein ruhendes Elektron die doppelte Lineargeschwindigkeit des stoßenden Teilchens übertragen werden kann. D. h., im günstigsten, statistisch sehr selten eintretenden Fall wird das H-Teilchen den 450. Teil seiner Energie an das Elektron abgeben können. Dieses ist die einfachste theoretische Erwartung.

Kann man nun nicht in einem reinen Versuch eine Aussage darüber gewinnen, welche Energie bei dem elementaren Stoß von einem H-Teilchen auf ein Elektron übertragen werden kann? Einen Schluß auf die übertragbare Energieportion möchte man aus Messungen über die höchsten Geschwindigkeiten von Sekundärelektronen gewinnen, die etwa von der Aufprallstelle von KS auf Metalle ausgehen. Man macht sich aber leicht klar, daß bei den älteren Anordnungen, bei denen die Elektronen bei dem Austritt aus dem Metall eine zu ihrer ursprünglichen durch den Stoß mitgeteilten entgegengesetzte Richtung haben, die Verhältnisse sehr verwickelt sind. So erklärt sich vielleicht, daß zwischen der Maximalgeschwindigkeit und der Geschwindigkeit der stoßenden Teilchen wenigstens oberhalb von 20 KV keine Abhängigkeit mehr gefunden wurde. Nach Baerwald beträgt die Maximalgeschwindigkeit der Sekundärelektronen oberhalb dieser Grenze unabhängig von der Geschwindigkeit 22 Volt.

Viel eindeutiger und in unmittelbarem Zusammenhang mit dem Elementarprozeß des

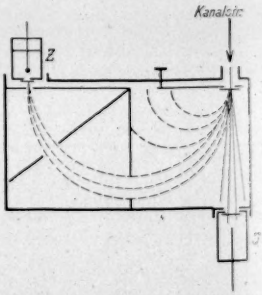


Fig. 3. Apparatur zur Messung der Geschwindigkeit von Sekundärelektronen aus dünnen Folien.

Stoßes müssen die Geschwindigkeiten der Sekundärelektronen sein, die beim Durchgang von KS auf der Rückseite einer sehr dünnen Metallfolie in Richtung der durchtretenden KS das Metall verlassen. Eine Untersuchung dieser Art wird gegenwärtig von Herrn Schneider im

Tübinger Institut ausgeführt. Wenn die Untersuchung auch noch nicht zum Abschluß gebracht ist, so illustrierte die hier mitgeteilte Messung, deren vorläufiger Charakter betont werden soll, doch sehr schön die Vorgänge beim elementaren Stoß. Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 3, die Meßresultate sind in Fig. 4 enthalten.

An diesen Kurven fällt auf, daß in der Tat mit wachsender Geschwindigkeit des stoßenden

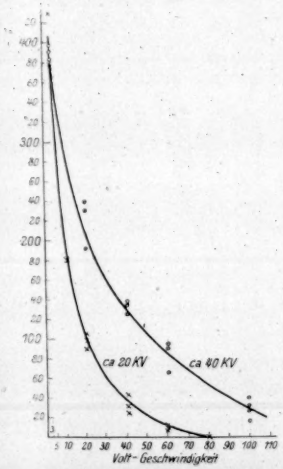


Fig. 4. Geschwindigkeitsverteilungskurven von Sekundärelektronen aus *Ag*-Folien.

Teilchens die Zahl der schnelleren Sekundärelektronen zunimmt und außerdem die hier beobachteten Maximalgeschwindigkeiten zunehmen. Die schnellsten Elektronen haben aber in beiden Fällen nicht unerheblich mehr Energie, als ihnen nach der reinen Stoßmechanik zukommen dürfte.

Diese Messungen werden nun durch Beobachtungen ergänzt, die ich gelegentlich des Auftretens zweifach positiver Heliumkerne beim Durchgang von Heliumkanalstrahlen durch Materie gemacht habe. Um das zweite Elektron abzureißen, muß hier eine Arbeit von 54 Volt aufgewandt werden. Faßt man den Vorgang so auf, als ob ein Atomkern von einer Geschwindigkeit, die ebenso groß ist, wie die des Heliumatoms, gegen das nun als ruhend gedachte einfach positive Heliumatom stößt, so sollte man aus denselben Erhaltungsgesetzen von Energie oder Impuls erwarten, daß erst oberhalb von Geschwindigkeiten von 97 *KV* die zur zweiten Ionisation erforderliche Energie übertragen wird.

Die hier gezeigte Kurve gibt das Verhältnis der zweifach positiven zu den einfach positiven Heliumatomen. Sie beweist, daß bei dem elementaren Stoß in der Tat Energiebeträge der erforderlichen Höhe auf das Atomelektron übertragen werden können, daß die Wahrscheinlichkeit hierfür mit steigender Geschwindigkeit wächst und

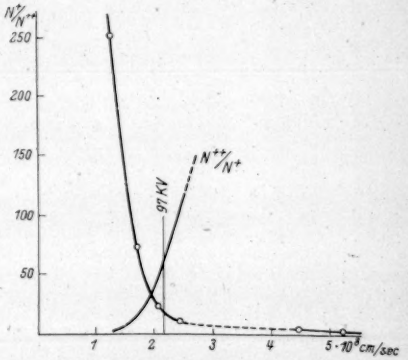


Fig. 5. Umladungsverhältnis von He^{++} gegen He^{+}-Kanalstrahlen beim Durchgang durch dünne Folien als Funktion der *KS*-Geschwindigkeit.

besonders stark in der Nähe der „kritischen" Geschwindigkeit von 97 *KV* zunimmt. Was diese Resultate mit den Beobachtungen von Herrn Schneider verbindet, ist die Tatsache, daß ganz offenbar im Einzelprozeß eine etwas höhere Energieportion übertragen werden kann als die elementaren Erhaltungssätze bei der Annahme von ruhenden Elektronen im Atom zulassen. Was bedeuten nun diese auf die Elektronen übertragenen Energien für den Energieverlust des stoßenden Teilchens.

Noch bis in die neueste Zeit hinein hat sich eine alte früher einmal von W. Wien geäußerte Auffassung erhalten, die glaubte, die Schwächung der Kanalstrahlenintensität beim Durchgang durch feste Körper und Gase durch ein Absorptionsgesetz $I = I_0 e^{-ax}$ beschreiben zu können. Diese Vorstellung über den Vorgang der Absorption der Kanalstrahlen kann nicht mehr aufrecht erhalten werden. Wie bei α-Strahlen schon längst gefunden und für Kathodenstrahlen in den letzten Jahren immer mehr anerkannt, so ist auch für Kanalstrahlen der Vorgang der Absorption folgendermaßen aufzufassen. Eine große Zahl aufeinanderfolgender Elementarprozesse, bei denen wie oben beschrieben Energie auf die Elektronen der gestoßenen Atome in kleinen Portionen übertragen wird, führen zur allmählichen Aufzehrung der Energie. Eine Geschwindigkeitsabnahme auf der Bahn, die gesetzmäßig mit der Geschwindigkeit selbst verknüpft ist, definiert

eine bestimmte Reichweite bei gegebener Anfangsenergie in der Materie.

Wegen des großen Interesses, das diese Frage hat, wurden gleich im Anschluß an die Messungen der Einzelstreuung Versuche zur Bestimmung der Geschwindigkeitsabnahme in Angriff genommen, die von Herrn Eckardt (5) ausgeführt worden sind.

Fig. 6 zeigt die benutzte Anordnung, Fig. 7 und 8 geben für den Durchgang durch Zelluloidfolien die beobachteten Geschwindigkeits- und Energieverluste.

Was nun die Größe der Energieverluste, ihre Abhängigkeit von der Dicke der Häutchen und

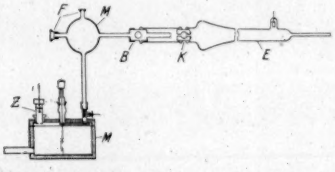


Fig. 6. Apparatur zur Messung von Geschwindigkeitsverlusten in dünnen Folien.

der Geschwindigkeit der stoßenden Teilchen anbelangt, so waren die Resultate zunächst außerordentlich überraschend. Während bei den übrigen Korpuskularstrahlen stets eine Abnahme der Energieverluste pro Wegelement mit zunehmender Geschwindigkeit beobachtet wird, tritt hier das Gegenteil ein.

Aber gerade diese Erscheinung ordnet besonders schön die Kanalstrahlen in den Rahmen der Korpuskularstrahlen ein. Jedem Physiker ist die Ionisationskurve der α-Strahlen bekannt.

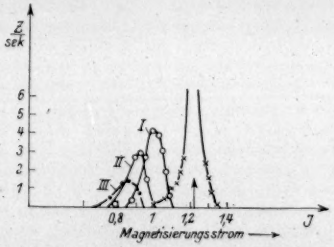


Fig. 7. Geschwindigkeitsverluste von *H-KS* einer Geschwindigkeit von 31 *KV* in Zelluloidfolien der Dicken I = 86 $\mu\mu$; II = 160 $\mu\mu$; III = 168 $\mu\mu$.

Diese sogenannte Braggsche Kurve zeigt das eigenartige Verhalten, daß die Ionisation eines α-Strahlenbündels gegen Ende der Reichweite über ein Maximum geht, daß dann mit abnehmender Geschwindigkeit auch eine Abnahme des Ionisierungsvermögens beobachtet wird. Wenn auch die Frage heute noch offen steht, ob dieser Effekt auch an Einzelteilchen beobachtet werden muß, so hat doch eine Analogie zum Verhalten der Kathodenstrahlen, bei denen von Lenard und Kossel ein Ionisierungsmaximum bei etwa

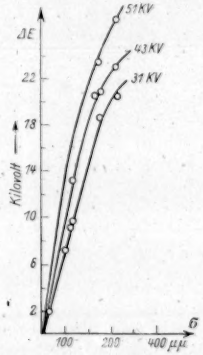


Fig. 8. Energieverluste von *H-KS* in Zelluloidfolien.

200 Volt gefunden wurde, den Glauben an die Realität dieses Maximums sehr gefestigt. Auf diese Analogie hat als erster Ramsauer (6) hingewiesen, außerdem zeigt eine theoretische Behandlung der Stoßvorgänge durch J. J. Thomson (7) die Notwendigkeit für das Auftreten eines solchen Maximums, welches bei positiven Strahlen bei höheren Energien der stoßenden Teilchen liegen muß als bei Kathodenstrahlen. So sind die Erscheinungen, die wir hier beobachten, gewissermaßen dadurch zu charakterisieren, daß wir uns hier bei den Kanalstrahlen auf dem fallenden Ast der Braggschen Kurve befinden. Ganz klar muß dieses Verhalten zutage treten, wenn wir das Ionisierungsvermögen der *KS* als Funktion der

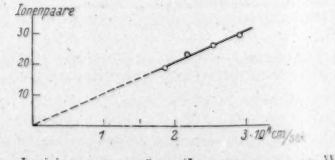


Fig. 9. Ionisierungsvermögen (Ionenpaare pro cm-Weg bei 1 mm *Hg*) in Luft als Funktion der Geschwindigkeit.

Geschwindigkeit untersuchen. Schon von Baerwald (8) war an einem nichtaufgelösten Kanalstrahlenbündel gezeigt, daß das Ionisierungsvermögen mit zunehmender Geschwindigkeit zunimmt.

Die Kurve, Fig. 9, zeigt, wie für einem monochromatischen *K S* im Energiebereich von 19—46 *KV* die Zahl der auf den cm-Weg bei 1 mm Druck erzeugten Ionen der Geschwindigkeit proportional ist (9), so wie die Energieverluste in einer hinreichend dünnen festen Folie der Geschwindigkeit proportional sind.

Die Art der Geschwindigkeitsverluste bedingt die Form des Reichweitegesetzes. Man überlegt sich leicht, daß Strahlen, deren Geschwindigkeitsverluste pro Wegeinheit mit abnehmender Geschwindigkeit auch abnehmen, einem Reichweitegesetz $R = a v^x$ gehorchen müssen, wo der Exponent x kleiner als 2 ist. Fig. 10 zeigt die

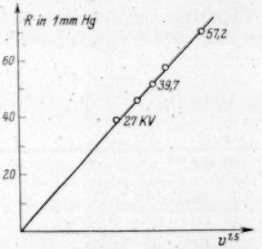


Fig. 10. Reichweite R in cm von *H-K S* in Luft als Funktion von $v^{1,5}$ dargestellt.

Reichweiten, die aus Ionisationsmessungen (9) geschlossen wurden. Sie erweisen sich als proportional mit $v^{1,5}$. Wir wollen hier nur Wert darauf legen, daß der Exponent kleiner als 2 ist und sehen auch hierin eine strenge Konsequenz der Tatsache, daß wir bei den Kanalstrahlen uns auf dem absteigenden Ast der Braggschen Kurve befinden.

Dieses Referat sollte zeigen, daß die Kanalstrahlen bezüglich ihrer Wechselwirkung mit Materie nicht, wie man oft behauptet hat, die Züge großer Kompliziertheit und Unübersichtlichkeit der Erscheinungen tragen. Die Gesetze des Kanalstrahlenstoßes sind einfach, in ihren Grundlagen so klar und durchsichtig wie die der anderen verwandten Strahlengattungen auch.

Literaturverzeichnis.

1) E. Wagner, Ann. d. Phys. **41**, 214, 1913.
2) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. **85**, 881, 1928.
3) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. **86**, 1025, 1928.
4) H. Baerwald, Ann. d. Phys. **42**, 1287, 1913.
5) A. Eckardt, Ann. d. Phys. **5**, 401, 1930.
6) C. Ramsauer, Jahrb. d. Radioakt. **9**, 515, 1912.
7) J. J. Thomson, Phil. Mag. **23**, 449, 1912.
8) H. Baerwald, Ann. d. Phys. **41**, 643, 1913.
9) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. **5**, 657, 1930.

O. Stern (Hamburg), Beugungserscheinungen an Molekularstrahlen. (Auszug.)

1. Youngsche Beugung. Beugungserscheinungen an Molekularstrahlen hätten experimentell gefunden werden müssen, da jede Anordnung zur Herstellung eines schmalen Molekularstrahls eine Youngsche Beugungsanordnung darstellt. Die Gründe, weshalb erst nach der Aufstellung der de Broglieschen Theorie diese Erscheinungen gefunden wurden, sind erstens, daß die fundamentale Bedeutung derartiger Versuche nicht erkannt wurde, zweitens, daß kein Anhaltspunkt für die Größe der in Betracht kommenden Wellenlänge λ vorlag. Nach de Broglie ist $\lambda = \frac{h}{m \cdot v}$, d. h. für H_2 von 20° K ist die „wahrscheinlichste" Wellenlänge $3 \cdot 10^{-8}$ cm. Bei einer Spaltbreite von 3 μ und einer Strahllänge von 2×10 cm würde der Abstand des 1. Beugungsmaximums von der Strahlmitte 10 μ sein. Versuch ist noch nicht gemacht, würde technisch durchführbar sein. Statt an einem Spalt könnte man den Strahl auch an Molekülen beugen. Versuche im Gange.

2a. Reflexion an polierten Flächen. Die Reflexion von Molekülen erfolgt nach Knudsen allgemein nach dem Kosinusgesetz. Ist wellenmechanisch zu erwarten, weil für die kleinen de Broglie-Wellenlängen jede Fläche rauh. Spiegelung zu erwarten bei sehr flachem Einfall, großer de Broglie-Wellenlänge und nicht adsorbierbaren Molekülen. Versuche von Knauer und Stern[1]) mit H_2 und *He*. Methodik: Nachweis des Strahls dadurch, daß der Strahl durch einen Spalt in ein im übrigen geschlossenes Gefäß läuft und dort einen Druck erzeugt, der mit einem empfindlichen Hitzdrahtmanometer gemessen wird. Bei sehr hoch polierten Flächen wurde Spiegelung bis über 5 Proz. gefunden. Die Resultate stimmen mit der Wellenmechanik überein, denn

1. ist der Betrag der Spiegelung um so größer, je flacher der Einfallswinkel ist,

2. stimmt die Größenordnung der Winkel (10^{-3}), bei denen die Spiegelung merklich wird, mit der aus der Wellenlänge (10^{-8} cm) und der geschätzten Unebenheit (10^{-5} bis 10^{-6} cm) berechneten überein,

3. nimmt die Spiegelung bei Kühlung des Strahls (Vergrößerung der Wellenlänge) stark zu.

2b. Reflexion an Kristallspaltflächen. Bei Kristallspaltflächen starke Spiegelung auch bei größeren Einfallswinkeln (30°)[2]). Am besten

1) Zeitschr. f. Phys. **53**, 766, 779, 1929.
2) Knauer u. Stern, l. c.

LiF[3]), hier bis zu 25 Proz. Spiegelung. Allgemeiner Verlauf wie bei der Reflexion an einer matten Fläche, vgl. Kurve, Fig. 1. Höhe der hieraus berechneten Unebenheiten etwa 1 Å-E., daher Annahme, daß Unebenheiten durch die Temperaturbewegung der Gitterionen verursacht sind. Bestätigt durch neuere Versuche mit H-Atomen von Johnson[4]), wonach der der Rauhigkeit

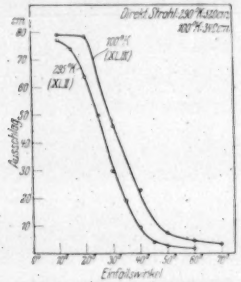


Fig. 1. Reflexionsvermögen von LiF für He.

der Oberfläche zuzuschreibende diffuse Untergrund mit steigender Temperatur des Kristalles stärker wird. Bei anderen Gasen (Ne, Ar usw.) Spiegelung nicht feststellbar[3]), ebensowenig wie bei Alkalimetallen[5]). Wie zu erwarten, geben nur die leichtesten und am schwersten adsorbierbaren Gase Spiegelung.

Im Gegensatz hierzu Versuche von Ellet und Olson[6]). Spiegelung von Hg, Cd und Zn an $NaCl$. Offenbar andere Art von Spiegelung, da diese Spiegelung im Gegensatz zur obigen sehr scharfen ganz diffus. Ferner Wellenlängen- bzw. Geschwindigkeitsauslese im reflektierten Strahl. Deutung steht noch aus.

3. Beugung am Kreuzgitter der Kristallspaltfläche. Andeutung von Beugung bei Knauer und Stern[7]), erste einwandfreie Beugung bei Stern[8]) (beides He und H_2 an $NaCl$). Endgültiger Beweis der de Broglieschen Beziehung $\gamma = \frac{h}{m \cdot v}$ durch Versuche von Estermann und Stern[9]), He und H_2 an LiF. Beugendes Gitter ist das Kreuzgitter der gleichnamigen Ionen in der Kristalloberfläche. Anordnung: Eine der Hauptachsen dieses Gitters liegt in der Einfallsebene. Die intensivsten Beugungsmaxima liegen dann auf dem Kegel um diese Hauptachse mit dem Einfallswinkel (Glanzwinkel). Demonstration des Apparats und von Beugungskurven. Die Wellenlänge wurde variiert durch Änderung von m (He und H_2) und v (Temperatur des Strahls). Die Beugungsmaxima liegen innerhalb der Versuchsgenauigkeit (weniger als 5 Proz.) in allen Fällen an der berechneten Stelle*), ebenso die schwächeren Beugungsmaxima in der Einfallsebene. Die Versuche ergeben also einen direkten experimentellen Beweis für die de Broglieschе Beziehung. Ganz kürzlich hat Johnson[10]) qualitativ eine analoge Beugungserscheinung bei H-Atomen an LiF gefunden.

Die Verteilung der Intensität auf die verschiedenen Ordnungen gestattet die Berechnung

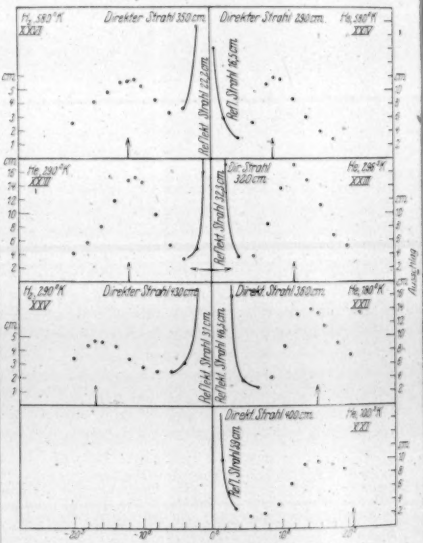


Fig. 2. Beugung von He und H_2 an LiF. Einfallswinkel $18^1/_2{}^0$.

des Potentialverlaufs an der Gitteroberfläche. Die dazu erforderlichen Rechnungen sind leider noch

3) Estermann u. Stern, Zeitschr. f. Phys. **61**, 95, 1930.
4) Journ. Franklin Inst. **211**, 135, 1930.
5) Taylor, Phys. Rev. **35**, 375, 1930. (Sehr genaue Messung, Spiegelung $< 1\,^0/_{00}$).
6) Phys. Rev. **31**, 643, 1928, **34**, 493, 1929.
7) l. c.
8) Naturwissensch. **17**, 391, 1929.
9) l. c.

*) Anmerkung bei der Korrektur: In dem kürzlich in dieser Zeitschrift (**31**, 777, 1930) erschienenen Referat von Kikuchi sieht es so aus, als ob diese Übereinstimmung in einzelnen Fällen nicht vorliegt, z. B. bei He von 100° K Strahltemperatur in der auf S. 789 abgedruckten Tabelle. In der Originalarbeit ist aber ausdrücklich betont, daß diese scheinbare Abweichung theoretisch zu erwarten ist, weil der Einfallswinkel für diese langen Wellen zu klein ist. (l. c. S. 108.)
10) l. c.

nicht ausgeführt. Ferner wird die Methode eine direkte Untersuchung der Struktur adsorbierter Schichten gestatten. Jedoch besteht das Hauptresultat der Versuche in dem direkten experimentellen Beweis, daß ein gewöhnlicher Gasstrahl dieselben Welleneigenschaften hat wie ein Lichtstrahl.

Diskussion.

Herr Gans (Königsberg): Der von Ihnen erwähnte, mit wachsender Temperatur stärker werdende diffuse Schleier wird von der molekularen Rauhigkeit der Oberfläche herrühren. Aus den Elastizitätskoeffizienten des Kristalls kann man ausrechnen, für welche Kristalle der intensivste Schleier zu erwarten ist, und auch die Intensitätsverteilung für jede Richtung ist leicht angebbar. Quantitative Messungen würden demnach entscheiden lassen, ob molekulare Oberflächenrauhigkeit wirklich der Grund der diffusen Reflektion ist.

Herr Fürth (Prag): Wenn man den Kristall stark kühlt, dann müßte die spiegelnde Reflexion zunehmen, falls die gegebene Erklärung mit Hilfe der Rauhigkeit der Oberfläche infolge der Wärmebewegung richtig ist. Ich wollte fragen, ob solche Versuche von Ihnen angestellt wurden.

Arthur Korn (Charlottenburg)[1]). Die de Broglie-Wellen in mechanistischer Vorstellung und eine erweiterte Zustandsgleichung für Gase.

Wenn wir für ein Gas die Zustandsgleichung

$$p = c\mu \tag{1}$$

ansetzen, wo c eine Konstante ist, welche in der kinetischen Gastheorie als mit der sogenannten absoluten Temperatur proportional abgeleitet wird, die ihrerseits als proportional mit dem Mittelwerte der Quadrate der ungeordneten Geschwindigkeiten

$$\overline{v^2}$$

definiert wird, muß man sich wohl bewußt sein, daß die betreffenden Überlegungen der kinetischen Gastheorie nur dann eine berechtigte erste Annäherung ergeben, wenn die Mittelwerte der Geschwindigkeiten

$$\overline{u},\ \overline{v},\ \overline{w},$$

welche wir etwa als die sichtbaren Geschwindigkeiten des Gases bezeichnen können, verhältnismäßig klein gegen

$$\sqrt{\overline{v^2}}$$

sind; die Berechtigung der Überlegungen gerät ebenfalls ins Wanken, wenn wir Schwingungen des Gases mit außerordentlich hohen Frequenzen ins Auge fassen, und grade dieser Fall interessiert uns sehr, wenn wir die Wellenmechanik wirklich mechanisch interpretieren wollen. Es war vorauszusehen, daß bei einer großen Frequenz ν — wir wollen der Einfachheit zunächst nur eine Schwingung ein und derselben Frequenz voraussetzen — in der Gleichung (1) das c nicht mehr mit $\overline{v^2}$, also mit der absoluten Temperatur T proportional sein wird, sondern in anderer Weise von dieser Größe und ferner auch von der Frequenz ν abhängig sein wird.

Ich will hier sogleich das mechanisch begründbare Resultat voranstellen:

$$c = \text{konst.}\ \sqrt{T}\cdot\nu \tag{2}$$

für große ν, d. h. es könnte rechts in (2) wohl noch ein Glied additiv hinzukommen, das aber für große ν gegen das erste klein ist; z. B. könnte die Gleichung (2) so aussehen:

$$c = c_1 T + c_2 \sqrt{T}\,\nu, \tag{2'}$$

wo c_1 und c_2 Konstanten sind; für nicht sehr große ν würde dann wieder der alte Ansatz der kinetischen Gastheorie vorherrschen, für große ν der Ansatz (2). Wenn mehrere Frequenzen

$$\nu_1,\ \nu_2, \ldots$$

in einem Raumelemente[1]) $d\bar{\tau}$ zu berücksichtigen sind,

N_1 Teilchen mit der Frequenz ν_1,
N_2 Teilchen mit der Frequenz ν_2

usw., dann wird sich ein c von der Form

$$\cdot\, c \text{ proportional } \frac{N_1\nu_1 + N_2\nu_2 + \cdot\cdot}{N_1 + N_2 + \cdot\cdot}$$

ergeben.

Der Ansatz (2) ist nun aus vielen Gründen interessant; ich habe in früheren Untersuchungen gezeigt, daß die gewöhnlichen Gleichungen der kompressiblen Flüssigkeiten

$$\left.\begin{aligned} \mu\frac{du}{dt} &= -\mu\frac{\partial\psi}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial x}, \cdot\cdot \\ \frac{d\mu}{dt} &= -\mu\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}\right),\ p = c\mu, \end{aligned}\right| \tag{3}$$

wenn auf jedes Element $d\tau$ die Kraftkomponenten

$$-\mu\frac{\partial\psi}{\partial x}d\tau, \cdot\cdot$$

---

1) Man vgl. zu dieser Untersuchung die früheren Abhandlungen: Die Brücke von der klassischen Mechanik zur Quantenmechanik. Zeitschr. f. Physik **56**, 370—377, 1929; Wellenmechanik und universelle Schwingungen. Physik. Zeitschr. **30**, 887—889 1929.

1) Der Strich an $d\bar{\tau}$ deutet an, daß nicht an unendlich kleine, sondern sehr kleine Elemente zu denken ist.

wirken (die natürlich in allen in Betracht kommenden Fällen auch mechanisch zu interpretieren sind), im Falle von wirbellosen Bewegungen, also bei Bestehen eines Geschwindigkeitspotentiales φ, so daß

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \tag{4}$$

Lösungen von der Form haben können

$$\varphi = \varphi_0 + \chi, \tag{5}$$

wo φ_0 eine Lösung der Hamilton-Jacobischen Gleichung:

$$\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial z}\right)^2\right\} = -\psi \tag{6}$$

ist und χ sich aus partikulären Lösungen von der Form

$$X_j = e^{\frac{\sigma_j}{2c}\varphi_0} \Phi_j(x, y, z)\, e^{\sigma_j t} \tag{7}$$

additiv zusammensetzen läßt. Dabei genügen die Φ_j zusammen mit den σ_j der Differentialgleichung

$$\Delta \Phi_j - \frac{\sigma_j^2}{c} \Phi_j + \frac{\sigma_j^2}{4c^2} \Phi_j \psi = 0 \tag{8}$$

und gewissen Grenzbedingungen. Die Gleichung (8) geht in die Schrödingersche Wellengleichung über wenn

$$c = a \frac{\sigma_j}{i} = a \nu_j \quad (a \text{ konstant}) \tag{9}$$

gesetzt wird. Das ist, abgesehen von dem Faktor $1/T$ der Ansatz (2).

Bei den früheren Untersuchungen war auf die Temperatur (also die innere ungeordnete Bewegung noch keine Rücksicht genommen), so daß also in (9) die Konstante a temperaturabhängig anzunehmen war; wir sind nun durch den Ansatz (2), der mechanisch wohlbegründbar ist, einen Schritt weitergekommen.

Die Lösungen von (8) entsprechen wirklichen Eigenschwingungen, welche mit denen von Schrödinger übereinstimmen, wenn wir die von ihm angenommenen Grenzbedingungen:

$$\Phi_j, \frac{\partial \Phi_j}{\partial x}, \frac{\partial \Phi_j}{\partial y}, \frac{\partial \Phi_j}{\partial z}$$

sollen überall endlich und stetig bleiben, hinzunehmen. Es sei bemerkt, daß diese Grenzbedingungen nicht bei allen beliebigen Kräftefunktionen ψ Eigenschwingungen liefern.

Wir deuten also die Erscheinungen, welche die Wellenmechanik betrachtet, als wirkliche Schwingungen, mechanische Schwingungen, welche trabantenartig Bewegungen mit einer Kräftefunktion ψ begleiten; Wellenbewegungen der gewöhnlichen Art sind diese Schwingungen eigentlich nicht; nur in einem besonderen Falle erhalten wir Wellenbewegungen der gewöhnlichen Form, in dem Falle, in welchem ψ konstant ist, den wir als den kräftefreien Fall bezeichnen können, und der die De Broglie-Wellen liefert, ganz unbekümmert um Grenzbedingungen in diesem Falle.

Wir betrachten in dem kräftefreien Falle nur außerordentlich große Geschwindigkeiten

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial x}, \quad \frac{\partial \varphi_0}{\partial y}, \quad \frac{\partial \varphi_0}{\partial z},$$

wie wir sie bei Kathodenstrahlen mit Geschwindigkeiten

$$v = \sqrt{\left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial z}\right)^2} \tag{10}$$

vorauszusetzen haben, können dann in (8) das zweite Glied stets gegen das dritte vernachlässigen und erhalten für Φ_j die Differentialgleichung:

$$\Delta \Phi_j + \frac{v^2}{8a^2} \Phi_j = 0 \tag{11}$$

und damit für die Trabantenschwingungen der Kathodenstrahlen jedenfalls Wellenlängen

$$\lambda_j \text{ proportional mit } \frac{1}{v},$$

das sind die De Broglie-Wellen. Es kann als ganz sicher ausgesprochen werden, daß für die Erklärung dieser Wellen Relativitätsbetrachtungen in keiner Weise heranzuziehen sind, obwohl merkwürdigerweise De Broglie zu seinen Untersuchungen über den Umweg der Relativitätstheorie gelangt ist.

Im Gegensatz zu den Anschauungen mancher moderner Physiker, daß die De Broglie-Wellen allen mechanischen Anschauungen widersprechen, kann man sagen, daß grade die Bestätigung des Auftretens dieser Wellen ein starkes Argument für die mechanischen Theorien sind.

Ich komme nun noch einmal zu dem Ansatz (2) bzw. (2′) zurück. Wenn in einem Raumelemente ungeordnet alle möglichen ν vorhanden sind, so wird man, entsprechend dem Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetze, nach einem Verteilungsgesetze für die Frequenzen suchen. Dieses Gesetz kann [1]) von der folgenden Form sein: Die Anzahl dN der Teilchen, welche in einem Elemente

$$\mu d\tau$$

Frequenzen zwischen

$$\nu \text{ und } \nu + d\nu$$

1) Für große ν. Das Gesetz von Planck ist durchaus nicht das einzig mögliche.

besitzen, ist

$$dN = \frac{\text{const}}{\sqrt{T}} e^{-\gamma \frac{\nu^2}{T}} d\nu d\mu d\tau \quad (\gamma \text{ konstant}). \quad (12)$$

Der Ansatz (2) gibt zugleich von den lichtelektrischen Phänomenen Rechenschaft, der Ansatz (12) von dem Richardsonschen Gesetz des Abströmens von negativen Elektronen von erhitzten Kathoden.

Ein bedeutender theoretischer Physiker der neuen Zeit hat die mechanischen Theorien mit Münchhausen in Beziehung gebracht, der sich an seinen eigenen Haaren aus dem Sumpfe herauszieht. Ich möchte die mechanischen Theorien mehr mit dem Vogel Phönix vergleichen, der immer wieder geläutert und verjüngt aus dem Chaos vergänglicher Theorien hervorsteigt.

Diskussion.

Herr Ph. Frank (Prag): Unter welchen physikalischen Bedingungen entstehen nach Ansicht des Vortragenden rein mechanisch die den de Broglie-Wellen ähnliche Wellen?

Herr Korn: Auf Anfrage von Herrn Frank (Prag) bemerkt Vortragender, daß die Elektronen als kompressibel anzusehen sind; durch die translatorische Bewegung der kompressiblen Teilchen entstehen Schwingungen und nach der vorgetragenen Theorie die De Broglie-Wellen.

E. Gehrcke (Berlin-Charlottenburg), Objektive Vorführung der Haidingerschen Polarisationsbüschel.

Die Haidingerschen Büschel wurden bisher nur subjektiv beobachtet: Man blickt z. B. durch ein Nicolsches Prisma, welches man langsam um seine Achse dreht, so daß die Polarisationsrichtung sich beständig ändert, nach dem Tageshimmel. So sieht man dann den gelben und violetten Büschel, vorausgesetzt, daß das Auge überhaupt imstande ist, die Erscheinung zu sehen. Etwa 30 Proz. aller Personen sehen die Erscheinung nicht, und es bestehen auch hinsichtlich der Sichtbarkeit der Erscheinung Unterschiede des Lebensalters und Geschlechts[1]).

Wenn man versucht, die Erscheinung auch objektiv einem größeren Kreise von Zuhörern vorzuführen, so steht dem entgegen, daß die gewöhnlichen Projektionsschirme das auffallende Licht so stark depolarisieren, daß die Haidingersche Erscheinung nicht beobachtet werden kann. Ich habe nun durch Anwendung eines nicht depolarisierenden Projektionsschirmes diesen Übelstand behoben. Man kann sich einen solchen Schirm dadurch herstellen, daß man mit Aluminiumbronze (fertig als Ölfarbe überall erhältlich) einen gewöhnlichen Projektionsschirm anstreicht, am besten einen Schirm mit geschwärztem Untergrund. Dann wird alles auf ihn fallende Licht nur von den Metallschüppchen des Anstrichs zurückgeworfen und zwar bei Erhaltung seines Polarisationszustandes. Auf diese Weise kann man mit Leichtigkeit mit einer gewöhnlichen Projektionslampe, in deren Strahlengang ein drehbarer Nicol eingeschaltet ist, auf dem Projektionsschirm die Haidingerschen Büschel einem großen Zuhörerkreise vorführen. Schaltet man ein gradsichtiges Prisma in den Strahlengang, so erhält man die Erscheinung im Spektrum: Man sieht auf dem Projektionsschirm beim Fixieren des Blau im Fixationspunkt den nunmehr schwarzgefärbten Haidingerschen Büschel auf hellerem blauen Untergrund, sich zugleich mit dem Polarisationsprisma drehend. Beim Fixieren von Rot und Gelb sieht man die Erscheinung nicht, sondern nur in dem Spektralteil etwa von der Grenze des Blaugrünen bis zum Violetten. Diese schon von Brewster beobachtete Erscheinung spricht meines Erachtens besonders dafür, daß die Haidingerschen Büschel durch die blaue Sehsubstanz der Macula lutea verursacht werden und in Analogie zu dem von Weigert[1]) gefundenen Dichroismus lichtempfindlicher Stoffe im polarisierten Licht stehen.

Diskussion.

Herr H. Dember (Dresden): Die blauen Büschel werden von den meisten Menschen in etwas anderer Form gesehen als Helmholtz sie in seiner Physiologischen Optik dargestellt hat. Die meisten Beobachter sehen sie fast in der gleichen Form, wie sie auch die gelb-braunen erblicken. Die Tatsache, daß manche Augen die Polarisationsbüschel nicht sehen können, kann viele physiologische Ursachen haben. Es hat sich gezeigt, daß Menschen, die an den regelmäßigen Genuß von Alkohol und Tabak gewöhnt sind, die Büschel schwer oder gar nicht wahrnehmen.

Herr Max Toepler (Dresden): Blicke ich in einem bis auf ein Fenster verdunkelten Hörsaal gegen eine Fläche (Schieferplatte des Fensterbretts, dunklen Hörsaaltisch od. dgl.) unter einem Winkel, daß das reflektierte Licht der Fläche überwiegend polarisiert ist, so kann ich jederzeit die HB leicht sehen; auch ist es mir stets gelungen, diese Erscheinung nach Schilderung an Ort und Stelle anderen sichtbar werden zu lassen.

Herr Gehrcke: Die Angaben von Helm-

1) E. Gehrcke, Archiv für Ophthalmologie, **120**, 567, 1928.

1) F. Weigert, Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, besonders S. 481 ff., 1919.

holtz in seiner physiologischen Optik dürften sich dadurch erklären, daß er in jüngeren Jahren zu der Zahl derjenigen gehörte, die den Büschel nicht sehen und nach meiner Statistik die Mehrheit bilden, mit vorgerückten Jahren aber, wie es nach der Statistik ebenfalls die Norm ist, den Büschel sehen konnte. Bei Helmholtz wird man bestimmt nicht annehmen können, daß seine Fähigkeit zu beobachten in jungen Jahren gering war.

Die Fehler der experimentellen Anordnung können m. E. nicht erklären, daß viele Beobachter die Haidingerschen Büschel nicht zu sehen vermögen; so waren unter meinen Versuchspersonen eine ganze Reihe besonders guter Beobachter, die außerstande waren, die Büschel wahrzunehmen, während andere sie sofort sahen.

G. Joos (Jena), Die Jenaer Wiederholung des Michelsonversuchs.

Siehe Mitteilung Vorträge „Gauverein Sachsen—Thüringen—Schlesien" (diese Zeitschr. **31**, 801, 1930). Ausführlicher Bericht erscheint in in den Ann. d. Phys.

K. Schnetzler (Jena), Der Zeemaneffekt des Kaliumbromselenats.

Siehe Mitteilung Vorträge „Gauverein Sachsen—Thüringen—Schlesien" (diese Zeitschr. **31**, 802, 1930).

Diskussion.

Herr Joos (Jena): Das Neuartige ist, daß ein isotroper Körper im Magnetfeld anisotrop wird, in der Weise, daß die Gittersymmetrie zutage tritt. Die andere Beobachtung (Drehung der Pol.-Ebene) spricht für die alte Erklärung der Vertauschung von π- und σ-Komponenten, daß nämlich am Ort des Linienträgers ein anderes ist, als das Vakuumfeld.

Herr Bethe (München): Die Versuche von Herrn Schnetzler lassen sich eventuell mit meiner Theorie vereinbaren. Die Isotrope des Zeemaneffektes gilt zunächst, wenn die Zeemanaufspaltung klein ist gegenüber dem Abstand der unverschobenen Multiplettkomponenten. Es wäre möglich, daß bei so großen Aufspaltungen wie in den Versuchen von Schnetzler auch theoretisch ein Einfluß der Richtung des Magnetfeldes gegenüber den Kristallachsen auf den Zeemaneffekten herauskäme, doch ist dieses Problem noch nicht durchgerechnet.

H. Rausch v. Traubenberg (Prag), Über die Erzeugung sehr hoher elektrischer Felder und ihre Anwendung in der Spektroskopie.

Da die wesentlichen Resultate der Arbeit bereits gedruckt sind (Zeitschr. f. Physik **62**, 289, 1930) sei hier nur kurz zusammengefaßt, daß es dem Vortragenden in Gemeinschaft mit R. Gebauer gelang, den Starkeffekt an der Balmerserie des Wasserstoffes in elektrischen Feldern bis 947 600 Volt/cm (senkrecht zum Kanalstrahl) zu beobachten und auszumessen. Die Schärfe der Aufspaltungskomponenten erlaubte die Schrödingersche Theorie bis zum Gliede dritter Ordnung zu prüfen; es ergab sich eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit der Theorie. Eine Spektralaufnahme von $H\beta$ und $H\gamma$ in einem Felde von 817 600 Volt/cm wurde projiziert.

Ferner berichtete der Vortragende über Versuche gemeinsam mit R. Gebauer und G. Lewin über die Existenzgrenzen von Anregungszuständen des Wasserstoffatoms in starken elektrischen Feldern (Naturwissenschaften **18**, 417, 1930). Es zeigte sich, daß die Aufspaltungskomponenten der Wasserstoffserienlinien nur bis zur kritischen Feldstärke existenzfähig sind. Mit steigender Gliednummer verschieben sich diese kritischen Feldstärken nach kleineren Werten des Feldes; dabei verschwinden die roten Komponenten früher als die violetten. Von G. Lewin[1]) wurde ferner der Einfluß von Druck und Fremdgasen auf die Existenzgrenzen untersucht und gefunden, daß die Existenzgrenzen der blauen Komponenten durch Fremdgase (Helium) und Druckerhöhung etwas beeinflußt werden. Ein Spektrogramm wurde projiziert.

Zum Schlusse führte der Vortragende ein elektrostatisches Hochspannungsvoltmeter nach eigener Konstruktion mit Zeigerablesung und mit zwei Meßbereichen: 0—25 KV und 0—50 KV vor, welches von der Fa. E. Leybolds Nachfolger Köln a. Rh. zur Fabrikation übernommen worden ist. Ein Voltmeter nach dem gleichen System hatte dem Vortragenden bei seinen Untersuchungen sehr gute Dienste geleistet.

Diskussion.

Herr W. Finkelnburg (Berlin): In diesem Zusammenhang ist vielleicht interessant das Ergebnis eines Versuchs, der, obwohl äußerlich völlig verschieden, in seinen Ursachen doch der von Herrn Prof. Rausch v. Traubenberg geschilderten Erscheinung des Abbrechens der Balmerserie bei sehr hohen Feldstärken nahe ver-

1) Eine ausführlichere Mitteilung soll an anderer Stelle erscheinen.

wandt ist. Bei kondensierten Funkenentladungen in komprimiertem Wasserstoff beobachtet man im Spektrum eine starke Verbreiterung der Balmerlinien. Durch Drucksteigerung bis auf 30 Atm. erreichte ich nun, daß die ganze Balmerserie in ein kontinuierliches Spektrum überging, in dem auch die bei geringeren Drucken noch vorhandenen Intensitätsmaxima an den Stellen der früheren Linien nun verschwunden waren. Das Kontinuum reichte dann von rot bis zur Grenze der Balmerserie bei 3600 AE (daß es hier endet, ist zugleich der Beweis dafür, daß keine H_2-Moleküle an der Emission beteiligt sind, da das Wasserstoff-Molekülkontinuum im kurzwelligeren Ultraviolett seine größte Intensität besitzt). Die Erscheinung, daß aus den Balmerlinien ein Kontinuum geworden ist, bedeutet, daß bei meinen Versuchsbedingungen gequantelte Zustände des H-Atoms mit der Hauptquantenzahl $n \geqq 3$ nicht mehr existieren können. Die Ursache der Erscheinung scheint die gleiche zu sein wie die des Abbrechens der Balmerserie bei Herrn Prof. Rausch v. Traubenberg und seinen Mitarbeitern R. Gebauer und G. Lewin, nämlich ein abnorm großer Starkeffekt, der dort hervorgerufen wurde durch ein außen angelegtes konstantes elektrisches Feld, bei meinem Versuch dagegen durch das ungeordnete Feld der umgebenden Atome und Ionen, also als interatomarer Starkeffekt aufzufassen ist[1]).

1) Die vollständigen Versuche werden demnächst in der Zeitschr. f. Phys. veröffentlicht werden.

M. Kulp (Rostock), Analyse der ultravioletten Salzsäurebanden.

Das Spektrum der Salzsäure ist bisher eingehend, aber auch fast ausschließlich, im Ultrarot untersucht worden. Über die ultravioletten Banden existieren nur kurze Mitteilungen. Da gerade diese für den Bau des Moleküls von Wichtigkeit sind, wurden die Banden zwischen 3000 Å und 4000 Å neu aufgenommen und analysiert.

Es zeigte sich, daß jede Bande aus 6 Zweigen besteht, die sich zwanglos in der Art der Fig. 1 anordnen lassen. Dabei bestehen — unter Benutzung der zunächst willkürlichen Bezeichnungen der Fig. 1 — zwischen den Linien der Zweige R und Q dieselben Differenzen wie zwischen Q' und P', und ebenso zwischen R' und Q' dieselben wie zwischen Q und P. Auffallenderweise ordnen sich die Banden im Spektrum immer zu Paaren an. Dies legt nahe, daß es sich um ein Dublettsystem handelt und daher nicht HCl, sondern HCl^+ zuzuschreiben ist. Welche Deutung für die Elektronenterme läßt sich nun mit den festgestellten Tatsachen vereinbaren?

Es hat sich gezeigt, daß von allen Möglichkeiten nur ein $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi$ = Übergang in Frage kommt. Für den höheren Term, $^2\Sigma$, ist die

Fig. 1.

Komponente des Gesamtdrehimpulses der Elektronenbahnen $\Lambda = 0$. Es besteht nur die Wechselwirkung zwischen Spin und Rotation. Durch die parallele und antiparallele Einstellung des Spins zur Rotationsachse, mit den Komponenten $\Sigma = +\frac{1}{2}$ und $\Sigma = -\frac{1}{2}$, spalten alle Rotationsniveaus $K = 1, 2, \ldots$ auf (Fig. 2). Diesen neuen Niveaus werden die Quantenzahlen $J = K + \Sigma$ zugeordnet. Nur das Niveau $K = 0$ bleibt einfach. Alle höheren Niveaus entsprechen $\Sigma = +\frac{1}{2}$, alle tieferen $\Sigma = -\frac{1}{2}$. Für den unteren Term, $^2\Pi$, ist $\Lambda = 1$. Da nun der Abstand der

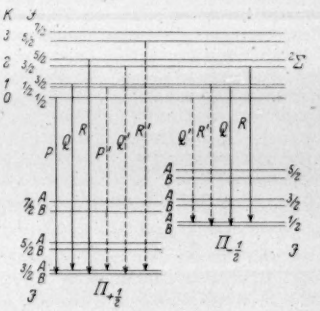


Fig. 2.

beiden Banden eines Paares, das ist der Dublettabstand, groß ist, oder anders gesagt, die Wechselwirkung zwischen Λ und dem Spin stark ist, haben wir angenähert den Hundschen Kopplungsfall a). Wir erhalten daher, entsprechend dem Dublettcharakter, für parallele und antiparallele Einstellung des Spins die Terme $\Pi_{+\frac{1}{2}}$ und $\Pi_{-\frac{1}{2}}$, und demnach auch zunächst 2 Rotationstermfolgen. Mit zunehmender Rotation entfernen wir uns aber mehr und mehr vom Kopplungsfall a). Dies hat zur Folge eine Entkopp-

lung des Spins und des resultierenden Elektronenbahndrehimpulses (unselbständige Entkopplung), und damit verbunden, eine Aufspaltung aller Rotationsniveaus in A- und B-Niveaus, wie in Fig. 2. Welche Kombinationen dieser Terme sind nun möglich?

Betrachten wir die eine Bande eines Bandenpaares, $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi_{+\frac{1}{2}}$, so sind, unter Berücksichtigung der Kronigschen Symmetrieeigenschaften „positiv" und „negativ", vom $^2\Sigma$-Zustand aus nach dem Endniveau $J = {}^3/_2$ 6 Übergänge möglich, drei in der Figur ausgezogene und drei gestrichelte, die je nach der Änderung von J mit P, Q oder R bzw. P', Q' oder R' bezeichnet sind. Die Figur läßt auch erkennen, daß einerseits R und Q', andererseits Q und P' dicht beieinander liegen müssen, während P und R' zu beiden Seiten davon liegen. Ebenso erhalten wir natürlich für die übrigen Endniveaus $J = {}^5/_2$, ${}^7/_2$, ${}^9/_2$ .... je 6 Linien und hiermit 6 Zweige, von denen wiederum R und Q', sowie Q und P' dicht benachbart sind, während zu beiden Seiten R'- und P-Zweig liegen. Ganz Analoges erhalten wir für die andere Bande des Dubletts, $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi_{-\frac{1}{2}}$. Beide unterscheiden sich durch die ausfallenden Anfangslinien. Hieran war aber bei den HCl^+-Banden zu erkennen, daß der Π-Term ein verkehrter Term ist. Diese Deutung gibt nun aber die Anzahl der Zweige und das Aussehen der Banden, wie es im Spektrum gefunden wurde. Ebenso läßt sich zeigen, daß die aus dem Niveauschema abgelesenen Kombinationsbeziehungen gerade die anfangs erwähnten und im Spektrum nachgewiesenen sind. Endlich kann auch über die relativen Intensitäten der Zweige eine Aussage gemacht werden. Die in der Figur gestrichelten Kombinationen, die bei der einen Bande von $\mathfrak{S} = -\frac{1}{2}$ nach $\Pi_{+\frac{1}{2}}$, bei der anderen von $\mathfrak{S} = +\frac{1}{2}$ nach $\Pi_{-\frac{1}{2}}$ gehen, entsprechen einem gleichzeitigen Sprung von zwei schwach gekoppelten Bewegungen im Molekül. Sie werden deshalb unwahrscheinlicher und geringer an Intensität sein als die übrigen, bei denen sich nur eine Bewegung ändert. Dieser Intensitätsunterschied findet sich ebenfalls im Spektrum wieder. Die weitgehende Übereinstimmung kann somit als Beweis für die Richtigkeit der Deutung angesehen werden.

Diskussion.

Herr Weizel (Rostock): Ich möchte auf einige enge Zusammenhänge zwischen dem Spektrum von HCl^+ und dem theoretisch außerordentlich wichtigen OH-Spektrum hinweisen. Das OH-Spektrum zeigt 6 Hauptzweige, die den stärkeren Zweigen von HCl^+ entsprechen, wenn man die beiden Dublettkomponenten zusammen nimmt. Daneben sind zunächst noch sechs schwache Zweige, die den schwächeren HCl^+-Zweigen entsprechen. Nur sind diese Nebenzweige bei OH viel schwächer als bei HCl^+. Dies rührt daher, daß die Koppelung zwischen Spin und Bahndrehimpuls bei OH viel kleiner ist als bei HCl^+ und deshalb „zufällige" gleichzeitige Sprünge bei OH viel weniger häufig sind als bei HCl^+. Bei OH treten außerdem noch irreguläre Satellitenzweige auf, die der Theorie bisher noch Schwierigkeiten machen. Es ist befriedigend, daß bei HCl^+ diese Zweige fehlen und die Schwierigkeiten bei OH mehr zufälliger Natur zu sein scheinen.

H. Senftleben und O. Riechemeier (Breslau), Über die Reaktionskinetik bei der Bildung von Wasserstoffmolekülen aus den Atomen.

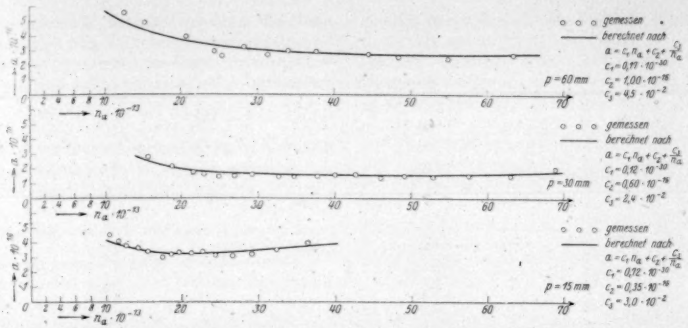
Die Verfasser haben vor kurzem ausführlich über eine Methode berichtet[1]), bei der die Rückbildung von Wasserstoffmolekülen aus den Atomen durch Messung des Wärmeleitvermögens eines Atom-Molekülgemisches quantitativ untersucht wird. Wenn einem solchen Gemisch von außen keine neue Energie zugeführt wird, so nimmt die Zahl der Atome und damit die Wärmeleitfähigkeit ab. Diese Abnahme wird nach einem Registrierverfahren gemessen, und aus dem Wert des Wärmeleitvermögens in jedem Zeitpunkt kann der Absolutwert der jeweils vorhandenen Wasserstoffatome bestimmt werden.

Die allgemeinste Differentialgleichung, welche die zeitliche Abnahme der Wasserstoffatome wiedergibt, lautet:

$$-\frac{dn_a}{dt} = c_1 n_a^3 + c_2 n_a^2 + c_3 n_a .$$

Dabei bedeutet n_a die Atomzahl, t die Zeit; c_1, c_2, c_3 sind Konstanten, deren Wert aus den Messungen bestimmt werden soll. Das erste Glied der Gleichung gibt die Wirkung der Dreierstöße zwischen drei Atomen im Gasraum wieder, das zweite Glied stellt die Dreierstöße zwischen zwei Atomen und einem Molekül dar und enthält gleichzeitig die Zweierstöße an der Wand. Das dritte Glied ist ein Maß für eine Wandreaktion, bei der jedes auf die Oberflächen auftreffende Atom verschwindet. Durch sorgfältige Vorbehandlung[2]) der festen Oberflächen vor jedem einzelnen Versuch konnte diese Reaktion — wie die Diskussion der Resultate zeigt — auf ein Minimum

1) H. Senftleben u. O. Riechemeier, Ann. d. Phys. **6**, 105, 1930.
2) H. Senftleben u. O. Riechemeier, Physik. Zeitschr. **30**, 745, 1929.



herabgedrückt werden, so daß die Raumreaktion die Rückbildung der Wasserstoffmoleküle entscheidend bestimmte.

Es erschien den Verfassern besonders wichtig, durch Variation des Druckes Aufschluß darüber zu gewinnen, wieweit das zweite Glied der Gleichung durch die Dreierstöße zwischen zwei Atomen und einem Molekül, die proportional der Molekülanzahl und damit dem Druck sind, und durch die Zweierstöße an der Wand, welche vom Druck unabhängig sein müssen, bestimmt wird. D. h. es sollte die Druckabhängigkeit der Konstanten c_2 ermittelt werden. Deshalb wurde der Verlauf des Wärmeleitvermögens bei einem Druck von 60, 30 und 15 mm *Hg* gemessen und die erhaltene Abklingungskurve in der Weise mit der Reaktionsgleichung verglichen, daß die gemessene Kurve in kleinen Intervallen durch die einfachere Beziehung $-\frac{dn_a}{dt} = a \cdot n_a^2$ approximiert wurde[1]). Der Parameter a muß die Form haben $a = c_1 n_a + c_2 + \frac{c_3}{n_a}$, wie ein Vergleich mit der allgemeinen Reaktionsgleichung unmittelbar ergibt. Solange die Wandreaktion, die durch das dritte Glied wiedergegeben wird, klein ist, muß a eine lineare Funktion der Atomzahl n_a sein. Erst bei kleinen n_a-Werten wird sich das dritte Glied bemerkbar machen. Die Figur gibt eine Darstellung der a-Werte in Abhängigkeit von der Atomzahl bei den verschiedenen Drucken wieder. Die Kurven zeigen bei großen n_a-Werten einen geradlinigen Verlauf, und erst bei kleinen Atomkonzentrationen tritt die Wandreaktion als Krümmung der Kurve deutlich hervor. Die aus der Messung bestimmten Werte der Konstanten sind in der Figur angegeben. Während die Drucke im Verhältnis 4 : 1 stehen, fällt die Konstante c_2 auf etwa ein Drittel ihres Ausgangswertes; d. h. c_2 ist wesentlich druckabhängig, was darauf hinweist, daß die Dreierstöße im Raum zwischen zwei Atomen und einem Molekül gegenüber den Zweierstößen an der Wand stark hervortreten. Die Konstante c_2, die ein Maß für die Dreierstöße zwischen drei Atomen ist, zeigt keinen systematischen Gang mit dem Druck.

Eine Bestimmung des Stoßdurchmessers der Atome beim Dreierstoß zwischen drei Atomen und zwischen zwei Atomen und einem Molekül aus den gemessenen Werten der Konstanten ergibt in Übereinstimmung mit dem früher erhaltenen Wert ein Verhältnis von 3,5 : 1; d. h. die Atome haben beim Stoß zwischen drei Atomen einen etwa zehnmal größeren Wirkungsquerschnitt als beim Stoß zwischen zwei Atomen und einem Molekül. Der im letztgenannten Fall sich ergebende Querschnitt ist nur unwesentlich größer als der gaskinetische.

1) Näheres Ann. d. Phys. l. c.

Hermann Senftleben (Breslau), Magnetische Beeinflussung des Wärmeleitvermögens paramagnetischer Gase.

Wie in einer Reihe früherer Arbeiten[1]) gezeigt wurde, stellt die Untersuchung des Wärmeleitvermögens eines Gases eine empfindliche Methode dar, um sehr kleine Änderungen im molekularen Zustand des Gases nachzuweisen und einer Messung zugänglich zu machen. Bei Gelegenheit anderweitiger Untersuchungen ergab sich die Frage, ob auch die Änderung im Zustand eines Gases, welche erfolgt, wenn man dasselbe in ein Magnetfeld bringt, sich durch eine Änderung des Wärmeleitvermögens bemerkbar machen würde. Der zunächst an Luft angestellte Versuch zeigte, daß die Wärmeleitfähigkeit dieses Gases in einem Magnetfeld von einigen Tausend Gauß

1) Siehe z. B. H. Senftleben u. O. Riechemeier, Ann. d. Phys. **6**, 105, 1930.

um ca. 1 Proz. kleiner war als ohne Feld. Untersuchungen der einzelnen Bestandteile der Luft ergaben das Resultat, daß Sauerstoff den erwähnten Effekt zeigte, während er bei Stickstoff ausblieb. Ebenso wie Sauerstoff verhielt sich Stickstoffoxyd, während Wasserdampf, Wasserstoff, Helium, Argon, Neon ebenso wie Stickstoff den Effekt nicht oder nur so schwach zeigten, daß vorläufig noch nicht mit Sicherheit gesagt werden kann, ob er diesen Gasen zukommt oder von einer geringen Verunreinigung mit Sauerstoff herrührt. Hieraus folgt, daß die Abnahme der Wärmeleitfähigkeit im Magnetfeld ein den paramagnetischen Gasen (O_2, NO) eigentümlicher Effekt ist.

Die quantitativen Untersuchungen des Effektes wurden zunächst an O_2 ausgeführt. Auf die experimentellen Einzelheiten soll in diesem kurzen Bericht nicht näher eingegangen werden; erwähnt sei nur, daß zur Herstellung schwacher Felder (bis ca. 300 Gauß) ein großes Solenoid verwendet wurde, welches über die Apparatur zur Messung des Wärmeleitvermögens geschoben werden konnte. Das auf diese Weise erzielte Feld ist exakt zu berechnen und vollständig homogen. Für größere Feldstärken wurde ein Halbringelektromagnet benutzt, dessen Polabstand mehrere Zentimeter groß gemacht werden mußte. Hierdurch war eine ziemlich starke Inhomogenität des Feldes bedingt, die eine Angabe der wirksamen Feldstärke nur mit einer Genauigkeit von ca. 10 Proz. zuließ.

In Fig. 1 ist der Verlauf des Effektes in Abhängigkeit von der Feldstärke wiedergegeben; als Ordinate ist die relative Abnahme des Wärmeleitvermögens $\left(-\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\right)$, als Abszisse die magnetische Feldstärke ($\mathfrak{H}$) aufgetragen. Der Effekt

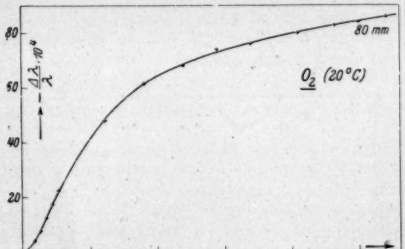


Fig. 1.

steigt zunächst quadratisch mit der Feldstärke, dann linear und strebt schließlich einem Sättigungswerte zu. Dieser liegt bei Sauerstoff in der Größenordnung von 1 Proz. Das quadratische Ansteigen bei kleinen Feldstärken ist mit Genauigkeit nachweisbar; der Wert der Feldstärke, bis zu der diese Gesetzmäßigkeit gilt, nimmt mit wachsendem Druck zu. Bei 125 mm Druck liegt diese Feldstärke ungefähr bei 130 Gauß. Die Größe des Effektes, d. h. der Wert von $-\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ nimmt mit wachsendem Druck ab, und zwar ist aus den Messungen zu entnehmen, daß in dem Bereich, in dem der quadratische Anstieg mit der Feldstärke gilt, der Effekt umgekehrt proportional dem Quadrat des Druckes (p) ist. Bei kleinen Feldstärken gilt also:

$$-\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \text{const}\,\frac{\mathfrak{H}^2}{p^2}.$$

Dieselben Gesetzmäßigkeiten, welche hier für Sauerstoff gefunden sind, gelten auch für Stickstoffoxyd, nur mit anderen Konstanten. Fig. 2 zeigt Messungen an diesem Gase bei zwei verschiedenen Drucken.

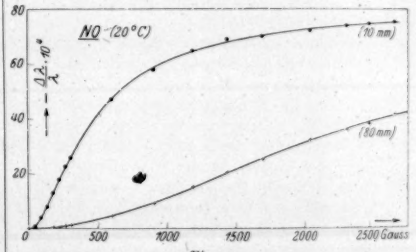


Fig. 2.

Ausführliche Messungen an Sauerstoff von verschiedenen Drucken in dem augenblicklich erreichbaren Meßbereich von 10 bis 3000 Gauß zeigen nun, daß nicht nur bei kleinen Drucken der Effekt von dem Argument $\frac{\mathfrak{H}}{p}$ abhängt, sondern daß man in dem ganzen Feldstärkenbereich und bei Drucken von 20 mm aufwärts stets einen bei einem Druck p und einer Feldstärke $\mathfrak{H}$ gemessenen Wert von $-\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ wieder erhält, wenn man p und $\mathfrak{H}$ um den gleichen Faktor verändert. Hieraus folgt, daß der Effekt in den angegebenen Intervallen stets durch das Argument $\frac{\mathfrak{H}}{p}$ bestimmt ist.

Die Messungen, welche zur Untersuchung des Einflusses der Temperatur auf den Effekt unternommen wurden, zeigten eine starke Abnahme des Effektes mit abnehmender Temperatur, wenn Feldstärke und Druck konstant gehalten wurden. Experimentelle Schwierigkeiten erlaubten bisher nicht, die Abhängigkeit von der

Temperatur mit derselben Sicherheit zu bestimmen, wie sie bei den Messungen des Einflusses von Feldstärke und Druck erreichbar war. Die bisher vorliegenden Resultate bei den absoluten Temperaturen (T) von 80°, 200° und 293° weisen darauf hin, daß das Argument der den Verlauf des Effektes bestimmenden Funktion von der Form zu sein scheint:

$$\frac{\mathfrak{H}}{p}\sqrt{T}.$$

Da bisher wohl noch keine theoretischen Anhaltspunkte vorhanden sind, aus denen man ohne weiteres auf die Form der Funktion, welche den Effekt in Abhängigkeit von $\mathfrak{H}$, p und T bestimmt, schließen kann, so wurde versucht, eine möglichst einfache Funktion zu finden, welche sich den gemessenen Werten innerhalb der Fehlergrenzen der Messung anpaßt. Es ergab sich, daß dies am einfachsten erreichbar war durch den Ansatz:

$$-\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{ax^2}{1+bx+cx^2},$$

wobei $x = \frac{\mathfrak{H}}{p}\sqrt{T}$ ist. (a, b, c sind Konstanten.)

Fig. 3 zeigt, wie sich gemessene und berechnete Werte decken.

Ein Versuch, diese Resultate theoretisch zu deuten, soll hier nicht unternommen werden. Hingewiesen sei nur auf einen Zusammenhang,

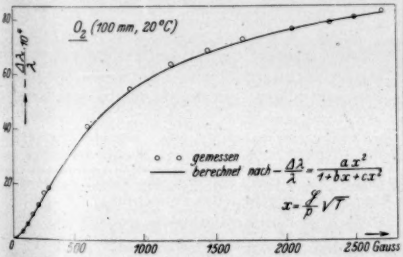


Fig. 3.

welcher sich daraus ergibt, daß es nach den Messungen möglich ist, die Größe $\frac{\mathfrak{H}}{p}\sqrt{T}$ als Argument anzunehmen. Ersetzt man den Druck p durch die Temperatur T und die Zahl n der Moleküle pro Volumeneinheit, so wird das Argument proportional $\frac{\mathfrak{H}}{n\sqrt{T}}$. Anderseits kann $\sqrt{T}$ durch die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle (c) ausgedrückt werden; berücksichtigt man dann noch, daß das Produkt $n \cdot \bar{c}$ umgekehrt proportional der mittleren Stoßzeit (t_s), d. h. der mittleren Zeit zwischen zwei Zusammenstößen ist, so nimmt schließlich das Argument die Form an:

$$\mathfrak{H} \cdot t_s$$

d. h. der Effekt wird lediglich bestimmt durch das Produkt aus Feldstärke und mittlerer Stoßzeit. Hierin kann man vielleicht einen Hinweis darauf sehen, daß die Einstellung der Moleküle im Magnetfeld in einer Zeit vor sich geht, welche von der Größenordnung der Stoßzeit ist. Ist diese zu kurz, so kann eine vollständige Einstellung der Moleküle nicht erfolgen; erst wenn der Druck genügend klein geworden, bzw. die Temperatur genügend hoch ist, wird die Einstellung der Moleküle praktisch vollständig sein und eine Grenze in dem Einfluß des Magnetfeldes erreicht sein[1]). Auf diesem Wege gelangt man also zu einer verhältnismäßig zwanglosen Deutung der Druck- und Temperaturabhängigkeit des beschriebenen Effektes.

Die Untersuchungen werden weiter fortgeführt. Zunächst sollen die hier angegebenen Gesetzmäßigkeiten genauer geprüft und eventuell sichergestellt werden; ferner sind zur weiteren Klärung der Ursachen des Effektes Versuche mit andern Gasen in Angriff genommen.

Diskussion.

Herr Hund (Leipzig): Läßt sich die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit von dem Winkel zwischen Wärmestrom und Magnetfeld feststellen?

Herr Senftleben (Breslau): Sämtliche hier erwähnten Messungen sind ausgeführt, während der Wärmestrom senkrecht zum Magnetfeld stand. Messungen mit dem Wärmestrom parallel zum Felde sind schwieriger auszuführen. Einige Versuche, bei denen der größte Teil des Wärmestromes parallel dem Felde verlief, zeigen einen ähnlichen Verlauf von $-\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ mit der Feldstärke wie die angegebenen Messungen; aber die Absolutwerte sind erheblich kleiner.

1) Auf die Möglichkeit einer solchen Deutung wiesen bei Gelegenheit früherer Diskussionen im Anschluß an meine ersten Beobachtungen die Herren Debye und Reiche hin.

B. Lange, Über eine neue Art von Photozellen.

2. Mitteilung[1]).

Das Verhältnis der neuen Photozelle zur alten läßt sich durch den Vergleich eines Kristalldetektors mit einer Elektronenröhre charakterisieren. Bei der alten Photozelle und beim Elektronenrohr erfolgt der Elektronenaustritt in ein Vakuum. In beiden Fällen unter Anwendung eines Hilfspotentials. Die neue Photozelle zeichnet sich ebenso wie der Kristalldetektor durch besondere Einfachheit aus, so daß eine Hilfsspannung nicht erforderlich ist. Gemeinsam ist auch der neuen Photozelle und dem Kristalldetektor eine Grenzschicht hohen Kontaktwiderstandes und das Vorhandensein zweier Materialien von möglichst verschiedenem Elektronenaustrittspotential. Insofern unterscheidet sich allerdings die neue Photozelle von einem Detektor, als dessen störende Eigenschaften, die Inkonstanz und der geringe Energieumsatz, in Fortfall kommen. Gerade hinsichtlich der Energieausbeute berechtigt die neue Photozelle zu der Hoffnung, daß auf diesem Wege eine nutzbare Umwandlung der ungeheuren Energiemengen, die uns die Sonne täglich zustrahlt, technisch möglich wird. Der Vergleich der neuen Photozelle mit einem Kristalldetektor ist auch insofern von Bedeutung, als die Entdeckung dieses Photoeffektes bei einem gewöhnlichen Kristalldetektor erfolgte; die neue Photozelle ist in ihrer einfachsten Form überhaupt mit einem Kristalldetektor identisch.

Mit Arbeiten über das unipolare Leitvermögen einiger Mineralien beschäftigt beobachtete Verfasser bereits 1927 bei der Bestimmung der dynamischen Charakteristik im Gebiet kleinster Wechselspannungen Störausschläge. Auf der Suche nach der Ursache dieser Störausschläge war es inzwischen Abend geworden, als der Störausschlag fast völlig beseitigt war. Beim Anzünden der Lampe trat jedoch erneut ein Störausschlag über die ganze Skala des Galvanometers auf. Die Ursache des Auftretens dieser E. M. K. ließ sich nunmehr leicht auf den Lichteinfluß zurückführen. Besonders groß wird dieser lichtelektrische Effekt bei spaltbarem französischen Bleisulfid, dem Galène. Wird die Berührungsstelle von Kristall und Detektornadel intensiv beleuchtet, so lassen sich leicht elektromotorische Kräfte bis zu 20 mV nachweisen. Da sich Bleisulfid durch besonders hohe Thermokräfte auszeichnet, bestand die Möglichkeit, daß durch die Bestrahlung eine Erwärmung der Kontaktstelle erfolgt, so daß die auftretende E. M. K. thermoelektrischer Natur ist. Wie noch im Verlauf dieser Ausführungen gezeigt wird, läßt es sich experimentell mit aller Deutlichkeit zeigen, daß eine thermoelektrische Erklärung ausgeschlossen ist.

In Fig. 1 ist die dynamische Charakteristik eines Bleisulfiddetektors mit und ohne Einwirkung von Licht wiedergegeben. Von besonderer Bedeutung für die Erklärung des Photoeffektes ist die Richtung des Photostromes, und zwar stellte sich hierbei heraus, daß sie in der Sperrichtung des Detektors liegt, also umgekehrt zu der Richtung des gleichgerichteten Detektorstromes. Während Kurve 1 (Fig. 1) den normalen

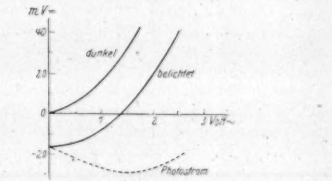


Fig. 1. Dynamische Charakteristik eines Bleisulfid-Detektors mit und ohne Einwirkung von Licht.

Verlauf der dynamischen Charakteristik wiedergibt, zeigt Kurve 2, die bei belichtetem Kristall aufgenommen wurde, einen völlig verschiedenen Verlauf. Da, wie bereits erwähnt, Photostrom und gleichgerichteter Strom entgegengesetzt gerichtet sind, beobachten wir eine fallende Charakteristik. Sind Photostrom und gleichgerichteter Strom gleich und entgegengesetzt, so fließt überhaupt kein Gleichstrom. Überwiegt die gleichgerichtete Wechselstromkomponente, so haben wir eine Umkehr der Stromrichtung. Noch ein weiterer wichtiger Befund ergibt sich aus dieser Messung; bilden wir die Differenz der Gleichströme mit und ohne Belichtung, so erhalten wir den Photostrom unter der Einwirkung eines Hilfspotentials, der, wie ebenfalls aus Fig. 1 (punktierte Kurve) hervorgeht, bei 1—2 Volt sein Maximum erreicht. Bei Anwendung von Gleichstrom liegt die Verspannung selbstverständlich in der Sperrichtung der Zelle. Die im weiteren beschriebenen neuen Photozellen zeigen ein ähnliches Verhalten, so daß der nutzbare Photostrom bei mittleren Verspannungen sein Maximum erreicht. Ohne auf die hieraus möglichen theoretischen Schlüsse einzugehen, sei noch eine weitere Beobachtung hinzugefügt und hierauf die charakteristischen Eigenschaften des neuen Photoeffektes kurz zusammengefaßt.

Untersucht man mit einer Lichtsonde, einem feinen Lichtpunkt, das Auftreten des Photoeffektes in Abhängigkeit von dem Ort der Beleuchtung, so findet man, daß eine E. M. K.

1) Erste Mitteilung. Physik. Zeitschr. **31**, 139, 1930.

nur beim Belichten der Grenzschicht von Kristall und Detektornadel auftritt. Beschränkt sich die Belichtung auf den Kristall oder nur auf die Detektornadel, so tritt überhaupt keine E. M. K. auf. Im Gegensatz zu anderen Erscheinungsformen des neuen Photoeffektes handelt es sich hierbei um einen Photoeffekt an der Vorderwand des Kristalles, d. h. der Grenzschicht von Kristall und Nadel.

Eingangs wurde bereits erwähnt, daß das Vorhandensein einer Grenzschicht hohen Kontaktwiderstandes und außerdem möglichst verschiedenes Elektronenaustrittspotential von Metall (Detektornadel) und Halbleiter (Kristall) für den neuen Photoeffekt erforderlich sind. Es kommt jedoch noch ein dritter wichtiger Faktor hinzu, nämlich das Vorhandensein eines starken inneren Photoeffektes mit niederem Elektronenaustrittspotential. Durch Arbeiten von Pfund (2), Geiger (3) und Coblentz (4) wissen wir, daß ein solcher innerer Photoeffekt bei Bleisulfid, Molybdänsulfid und einigen anderen Sulfiden und Oxyden in verhältnismäßig starker Form vorhanden ist und als Änderung des inneren Widerstandes mit der Beleuchtung zur Beobachtung gelangt. Nicht jeder Detektor ist demnach eine Photozelle, aber jede derartige Photozelle ist gleichzeitig ein Detektor. Die in der Sperrschicht Metall-Halbleiter ausgelösten Photoelektronen gelangen unter Einwirkung der starken molekularen Felder der Sperrschicht zur Metallelektrode, wobei das Elektronenaustrittspotential Metall-Halbleiter verglichen mit dem Austrittspotential Metall-Vakuum einer Alkalizelle auf etwa den zehnten Teil erniedrigt ist, wie auch aus der ultraroten Grenzwellenlänge hervorgeht.

Der bisher beschriebene Lichtdetektor ist wegen der Inkonstanz der Detektoren und der nur punktförmigen lichtempfindlichen Stelle kaum als Photozelle anwendbar. Außerdem ist der Widerstand der Kristallschicht, der Bahnwiderstand, neben dem Kontaktwiderstand groß und verringert hierdurch den nutzbaren äußeren Wirkungsgrad des Lichtdetektors. Es bereitet jedoch gedanklich keine Schwierigkeiten, die ganze Kristalloberfläche mit Detektornadeln bürstenartig besetzt zu denken. Erfreulicherweise besitzen wir die Möglichkeit, derartige flächenhaft ausgebildete Sperrschichten in einfacher Weise durch Oxydieren einer Kupferplatte zu erzeugen. Das bei hohen Temperaturen aufgewachsene Oxydul besitzt eine Grenzschicht mit stark verschiedenen Elektronenaustrittspotential, die als Sperrschicht wirkt und als Metallplattengleichrichter (5) bereits vielfach angewandt wurde. Glücklicherweise besitzt das Kupferoxydul, wie wir aus Arbeiten Pfunds (2) wissen, einen starken inneren Photoeffekt. Wie Versuche ergaben, zeigt die in Fig. 2 schematisch dargestellte Anordnung (1) einen überraschend starken Photoeffekt, der sich vorzüglich für technisch brauchbare Photozellen eignet. Eine derartige Photozelle besteht demnach aus 2 Metallelektroden mit

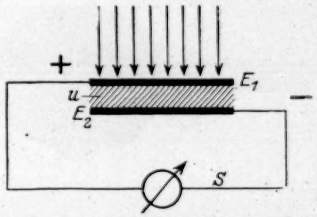


Fig. 2. Schema der Photozelle.

aufgewachsener unipolär leitender Zwischenschicht aus Cu_2O, oder genauer gesagt, aus Cu_2O mit einer Sperrschicht. Derartige Zellen sind im folgenden als Oxydulphotozellen oder Oxydulzellen bezeichnet. Liegt die Sperrschicht etwa an der Grenze der unteren Elektrode E_2 und erfolgt die Einstrahlung des Lichtes in Richtung der Pfeile, so ist diese Grenzschicht der Entstehungsort der Photoelektronen und der Photostrom fließt durch die Sperrschicht zur unteren Metallelektrode E_2, so daß die äußere Elektrode E_1 positiv wird. Es handelt sich demnach hierbei im Gegensatz zum Lichtdqtektor um einen Photoeffekt an der hinteren Grenzschicht der nach Schottky (6) als Hinterwandeffekt bezeichnet werden kann. Da das Licht die dünne lichtdurchlässige vordere Metallelektrode und die vorgelagerte Oxydulschicht die hierbei als Rotfilter wirkt, durchsetzt, ist zur Vermeidung einer zu großen Lichtabsorption die Oxydulschicht möglichst dünn ausgebildet. Hierdurch wird außerdem erreicht, daß der Bahnwiderstand in der Oxydulschicht klein wird gegenüber dem Kontaktwiderstand. Die äußere Form einer derartig aufgebauten neuen Photozelle geht aus Fig. 3 hervor. Bei einer Oberfläche von 2 cm², besitzt die Zelle eine Empfindlichkeit von etwa 10^{-8} A pro Lux, bei einem inneren Widerstand von ca. 1000 Ω. Mit dieser Zelle läßt es sich experimentell leicht nachweisen, daß die beim Belichten auftretende E. M. K. keine Thermospannung ist. Eine berußte Zelle, die sich unter dem Einfluß einer Strahlung viel stärker erwärmt, gibt überhaupt keine E. M. K. Ebenso liefert eine unmittelbare Erwärmung der Zellenoberfläche durch einen warmen Luftstrom keine E. M. K. Noch überzeugender ist jedoch die spektrale Energieverteilung der Lichtempfindlichkeit mit einem Maximum bei ca. 900 $m\mu$. Gegen blaues Licht und ebenso gegen langwelliges Ultrarot ist die

Zelle völlig unempfindlich. Diese spektrale Empfindlichkeit bezieht sich auf eine Zelle nach dem vorher erwähnten Schema mit Hinterwandeffekt. Wie wir aus den Untersuchungen Pfunds über den inneren Photoeffekt bei Cu_2O wissen, hängt

Fig. 3. Neue Photozelle von Lange (Oxydulzelle).

die spektrale Empfindlichkeit von der Dicke der bestrahlten Schicht ab, so wie aus Fig. 4 hervorgeht. Dünne Cu_2O-Schichten, Anordnungen, bei denen es sich also um den Vorderwandeffekt handelt, sind grünempfindlich (Fig. 4, Kurve 1), eine dickere Schicht wirkt als Rotfilter, so daß die Empfindlichkeit im grünen Spektralgebiet stark vermindert wird (Kurve 2). Wegen des breiteren nutzbaren Spektralgebietes der Zellen mit Vorderwandeffekt ist der Photostrom größer und beträgt etwa $5 \cdot 10^{-8}$ A pro Lux und cm^2. Während die vom Verfasser beschriebenen Zellen die Sperrschicht eines aufgewachsenen Oxyduls ausnutzen, ist es neuerdings E. Duhme und W. Schottky gelungen, auf massiven Cu_2O-Platten mit geätzter Oberfläche durch Kathodenzerstäubung Metallschichten so aufzubringen, daß ebenfalls eine Sperrschicht vorhanden ist.

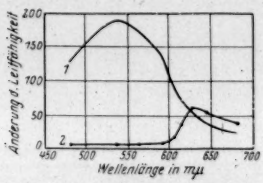


Fig. 4. Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Schichtdicke und Wellenlänge.

Wegen der Dünnheit dieser aufgestäubten, weitgehend lichtdurchlässigen Schicht, läßt sich bei diesen Zellen vorteilhaft der bereits mehrfach erwähnte Vorderwandeffekt ausnutzen.

Da es sich bei den neuen Photozellen um einen Primäreffekt handelt, also den unmittelbaren Elektronenaustritt unter Absorption eines Lichtquants, verhalten sich die Zellen weitgehend trägheitslos. Ohne auf die genaueren Angaben und die hieraus möglichen theoretischen Folgerungen, die demnächst mitgeteilt werden, näher einzugehen, läßt sich sagen, daß die Oxydulzellen etwa dieselbe geringe Trägheit wie die üblichen Alkalizellen haben. Im Gebiet der Tonfrequenz macht sich diese Trägheit kaum störend bemerkbar, da bei einer Belichtungsfrequenz von 1000 Hertz eine Verringerung der Spannungsamplitude von 10 Proz. erfolgt. Damit wären kurz die Haupteigenschaften der neuen Photozelle erwähnt. Im weiteren folgen noch einige Anwendungsbeispiele.

Eine der technisch wichtigsten Anwendungsgebiete der Photozelle ist ihre Verwendung in der Bildtelegraphie, im Tonfilm und im Fernsehen, wobei es sich um die Umwandlung von Lichtimpulsen in entsprechende Stromschwankungen handelt. Es ist ohne weiteres klar, daß sich die neue Zelle hierfür ebenfalls eignet, besonders, da sich die Spannungsschwankungen wegen des niederen inneren Zellenwiderstandes leicht herauftransformieren lassen. Es erübrigt sich, hierauf näher einzugehen. Zu erwähnen sind lediglich einige Anwendungsgebiete, die gegenüber normalen Photozellen etwas Neues bieten oder eine besondere Vereinfachung ermöglichen. Hier ist besonders die Anwendung der neuen Zelle für photometrische Zwecke zu erwähnen. Die Oxydulzelle ist hierfür in doppelter Hinsicht besonders geeignet. Einmal wegen des geringen inneren Widerstandes der Zelle und der hohen Empfindlichkeit, so daß die Messungen galvanometrisch ausführbar sind, vielfach unter Anwendung eines gewöhnlichen Zeigergalvanometers. Weiterhin ist die strenge Proportionalität zwischen Lichtintensität und Photospannung, die bei Alkalizellen nur unter Anwendung größter Vorsichtsmaßregeln zu erreichen ist, besonders wichtig. Die neue Zelle gestattet es, beispielsweise mit einer Einrichtung, die nur aus der Zelle und einem Registriervoltmeter besteht, die Helligkeitsschwankungen des Tageslichtes aufzuzeichnen. Ebenso einfach läßt sich die Farbtemperatur eines Ofens registrieren und die Zelle als Fernthermometer anwenden; ebenso einfach ist die Anwendung der Zelle als Kolorimeter oder als photographischer Belichtungsmesser. Gelegentlich wurde die Zelle auch für die Bestimmung der Öffnungszeit eines Momentverschlusses benutzt, so daß der Stoßausschlag eines ballistischen Galvanometers gemessen wurde. Ähnliche Anwendungsmöglichkeiten lassen sich auf den verschiedensten Gebieten in großer Zahl finden.

Da selbst bei Anwendung sehr enger Spalte und geringer Lichtintensitäten die Photoströme mit einem Spiegelgalvanometer meßbar werden, ließ sich die neue Photozelle zur Konstruktion eines sehr einfachen Mikrophotometers, das in Fig. 5 wiedergegeben ist, anwenden. Im Prinzip besteht ein derartiges Photometer aus einer Beleuchtungseinrichtung, welche die Lichtquelle

auf einem Spalt abbildet. Die auszumessende Platte befindet sich auf einem Plattenträger und kann mit Hilfe einer Spindel am Spalt vorübergeführt werden. Bei der Messung entsprechen die Galvanometerausschläge unmittelbar der Durchlässigkeit. Mit einer derart einfachen Anordnung wurde die Struktur einer H_2-Bande

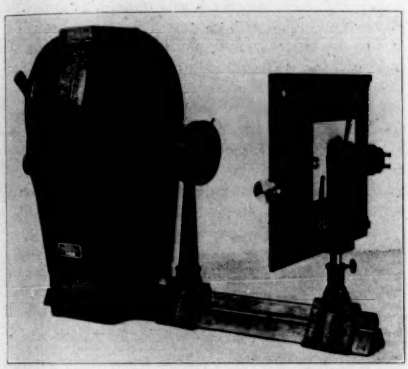


Fig. 5. Mikrophotometer mit Oxydulzellen.

ausgemessen. In Fig. 6 ist der Abstand der einzelnen Meßpunkte 0,5 mm, so daß Feinheiten im Absorptionsverlauf noch nicht erfaßt

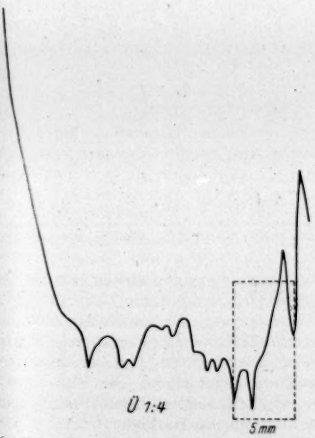


Fig. 6. Photometerkurve eines Wasserstoff-Bandenspektrums.

werden. In Fig. 7 ist der Verlauf der Absorption in dem umrandeten Teil von Fig. 6 nochmals mit stark verringertem Abstand der Meßpunkte wiedergegeben, wobei die Feinstruktur der Hauptbandenkante sehr deutlich wiedergegeben wird. Die stark eingezeichneten

Fig. 7. Feinstruktur der Hauptbandenkante.

Meßpunkte beziehen sich hierbei auf die in Fig. 6 wiedergegebene Kurve.

Ebenfalls sehr vorteilhaft läßt sich eine besondere Bauart der neuen Photozelle (Fig. 8) für den Vergleich zweier Lichtquellen auf der Photometerbank verwenden. In Fig. 6 ist die kreisförmig, flächenartig ausgebildete metallische Mittelelektrode E_2 beiderseitig mit einer unipolarleitenden Halbleiterschicht U_1 und U_2 und den äußeren lichtdurchlässigen Metallelektroden E_1 und E_3 versehen. Eine derartige Anordnung entspricht demnach vollkommen einer Doppel-

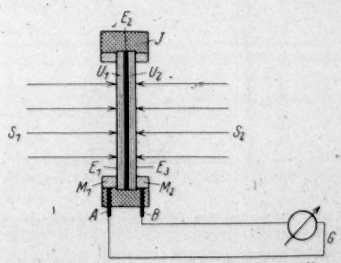


Fig. 8. Schema der Differentialphotozelle.

zelle nach Art der neuen Oxydulphotozelle mit Hinterwandeffekt. Die Stromabnahme erfolgt von den Metallelektroden E_1 und E_3 durch Me-

tallringe M_1 und M_2 und die beiden Anschlußbolzen A und B, die durch den Isolierzylinder I nach außen geführt sind. Stehen die beiden Zellenoberflächen unter dem Einfluß einer Strahlung S_1 und S_2, so fließt in einem äußeren Stromkreis zwischen A-B die Differenz der Photoströme beider Zellen. Der Ausschlag eines Galvanometers G gibt demnach unmittelbar den Intensitätsunterschied der Lichtquellen. Auf einer optischen Bank verschiebbar zwischen den zu messenden Lichtquellen angeordnet, läßt sich die Differentialphotozelle vorteilhaft als Nullinstrument anwenden, so daß sich die zu messenden Lichtintensitäten aus dem Lampenabstand ergeben. Ein besonderer Vorteil dieser Differentialphotozelle ist es weiterhin, daß beide Zellen nahezu in der gleichen Ebene liegen, da die Dicke einer Doppelzelle nur Bruchteile eines Millimeters zu betragen braucht; außerdem fällt der störende Einfluß der Glaswand üblicher Photozellen fort.

Bei intermittierter Beleuchtung läßt sich die Photometriergenauigkeit noch durch Verstärkung der Photowechselströme erhöhen. Hierzu ist es nicht einmal erforderlich, den Lichtstrahl etwa mit einem rotierenden Sektor zu unterbrechen, sondern die Helligkeitsschwankungen einer mit Wechselstrom betriebenen Lampe genügen für die Erzeugung eines verstärkbaren Wechselstromes.

Im Verlauf der Ausführungen wurde bereits erwähnt, daß die Entdeckung des hier geschilderten neuen Photoeffektes stufenweise erfolgt ist. Bereits vor mehr als 50 Jahren teilen Adams und Day 1876 mit, daß sie mit einer besonderen Art von Selenzellen das selbständige Auftreten einer elektromotorischen Kraft beobachtet haben. Unter einer Sammlung von einigen tausend Selenzellen fand Fritt in New York eine Zelle,

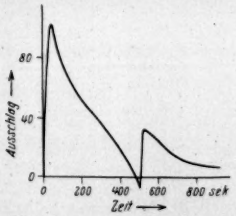


Fig. 9. Photostrom von Hg_25 als Funktion der Zeit.

die beim Belichten eine E. M. K. gab. Werner Siemens schrieb hierzu im Sitzungsbericht der Akademie vom 12. Februar 1885, S. 147: „Wir haben es hier in der Tat mit einer ganz neuen physikalischen Erscheinung zu tun, die von größter wissenschaftlicher Tragweite ist ... schon das Vorhandensein einer einzigen Selenzelle mit der beschriebenen Eigenschaft ist eine Tatsache von größter wissenschaftlicher Bedeutung, da uns hier zum ersten Male die direkte Umwandlung der Energie des Lichtes in elektrische Energie entgegentritt".

Wegen der schweren Reproduzierbarkeit und wegen ihres inkonstanten Verhaltens sind diese Zellen anscheinend bald wieder in Vergessenheit

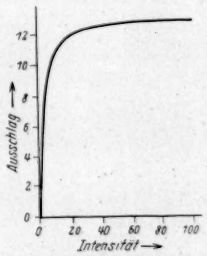


Fig. 10. Photostrom als Funktion der Intensität.

geraten. Erst sehr viel später beobachtet Coblentz (4) 1922 am Molybdänsulfid eine ähnliche Erscheinung. Unabhängig hiervon beschreibt Geiger (3) 1923 das Auftreten elektromotorischer Kräfte beim Belichten eines Silbersulfidkristalls. In beiden Fällen zeigten aber, so wie aus Fig. 9 und Fig. 10 hervorgeht, derartige Anordnungen starke Ermüdungserscheinungen. Außerdem bestand keine Proportionalität zwischen auffallender Lichtintensität und Photostrom. Dieser Effekt schien daher nicht praktisch verwertbar zu sein und wurde nicht weiter verfolgt.

Ohne von den hier mitgeteilten Beobachtungen etwas zu wissen, machte Verfasser vor 3 Jahren die eingangs geschilderte Beobachtung des lichtelektrischen Effektes bei Detektoren und kam vielleicht zufällig auf Anordnungen, die einen gleichen oder ähnlichen Effekt in günstigerer verwertbarerer Form zeigen.

Nach unserer jetzigen Erkenntnis ist bei der neuen Photozelle unipolares Leitvermögen, oder genauer gesagt, das Vorhandensein einer Sperrschicht erforderlich. Bei den bereits 1916 von Pfund (2) ausgeführten Untersuchungen über den inneren Photoeffekt des Kupferoxyduls konnte noch kein äußerer Photoeffekt beobachtet werden, da die Sperrschicht fehlte. In einer amerikanischen Patentschrift der Westinghouse Brake wird von P. H. Geiger ebenfalls schon das Auftreten einer E. M. K. beim Belichten einer oxydierten Kupferplatte mit spiralförmiger Drahtelektrode, die durch eine Glasplatte gegengedrückt wird, beschrieben, ohne daß hier die

photoelektrische Natur dieser Erscheinung klargelegt wird. Wegen des hohen Übergangswiderstandes von der Drahtelektrode zum Halbleiter ist auch der Wirkungsgrad dieser Zellen nur gering.

Unabhängig von den Arbeiten des Verfassers ist W. Schottky auf Grund rein theoretischer Überlegungen zu einer ähnlichen Anordnung gelangt, wie die vom Verfasser beschriebene Oxydulzelle. Gemeinsam mit einigen Mitarbeitern ist es ihm gelungen, Kupferoxydulphotozellen mit dem Vorderwandeffekt durch Aufstäuben dünner Metallschichten auf Kupferoxydulplatten herzustellen.

Als Geburtsjahr des Photoeffektes geben wir das Jahr 1888 an und denken hierbei an die Arbeiten von Hallwachs. Durch die Entdeckung des neuen Photoeffektes können wir jetzt einwandfrei nachweisen, daß der bereits 1839 entdeckte Becquerel-Effekt von Nebenerscheinungen abgesehen, ebenfalls photoelektrischer Natur ist. Besonders durch Arbeiten von G. C. Schmidt und von Goldmann (7), der oxydierte Kupferplatten in verschiedenen Elektrolyten untersuchte, erkennen wir, daß es sich um den gleichen Effekt wie bei der eben beschriebenen Oxydul-Photozelle handelt. Als Sperrschicht kommen hierbei die Grenzen vom Oxydul zum Elektrolyten oder vom Oxydul zum Kupfer in Betracht. Je nachdem beobachten wir den Vorderwandeffekt oder den Hinterwandeffekt, d. h. die oxydierte Kupferplatte wird positiv oder negativ. Auch beide Effekte, der Vorderwand- und der Hinterwandeffekt lassen sich gleichzeitig beobachten. Bei Beleuchtung mit kurzwelligem Licht gelangt durch die Filterwirkung der Oxydulschicht nur der Vorderwandeffekt zur Beobachtung, so daß die Platte positiv wird. Bei Beleuchtung mit rotem Licht überwiegt der Hinterwandeffekt, so daß die Platte negativ wird. Gerade dieser Wechsel der Stromrichtung und die chemischen Vorgänge im Elektrolyten verdeckten die wahre Natur dieser Vorgänge, die wir bei der neuen Photozelle mit eindringlicher Klarheit erkennen. Es scheint sich somit ein Kreis in der Entwicklung geschlossen zu haben, insofern, als die ältesten photoelektrischen Vorgänge in ihrer wahren Natur erkannt sind und mit den neusten photoelektrischen Beobachtungen wesensgleich sind.

Die technischen Fortschritte, die durch Anwendung von Photozellen erzielt wurden, sind erstaunlich, noch erstaunlicher ist es aber, daß wir das Licht, dessen elektromagnetische Natur wir kennen, und dessen Feldstärke einige Volt pro Zentimeter beträgt, nicht in nutzbare elektrische Energie umwandeln können, durch Überführung des elektrischen Verschiebungsstromes in einen Leitungsstrom. Die neue Photozelle scheint dies, zumindest in bescheidenen Ausmaßen, zu ermöglichen. Eine kurze Überschlagsrechnung zeigt, daß bei Ausnutzung des Vorderwandeffektes mit einem Photostrom von $5 \cdot 10^{-8}$ *A* pro cm² bei voller Sonnenstrahlung die elektrische Energie für 1 m² Zellenoberfläche bereits einige Watt beträgt. Einen ersten Eindruck von der Verwertung der neuen Photozelle für die Umwandlung von Licht in Elektrizität erhält man nach Arbeiten aus dem Siemens-Forschungslaboratorium. Hiernach ist es möglich, durch die Photoströme einer Kupferoxydulzelle mit 49 cm² Oberfläche bei Bestrahlung mit Sonnenlicht einen kleinen Motor zu betreiben.

Literatur.

1) B. Lange, Physik. Zeitschr. **31**, 139, 1930.
2) A. H. Pfund, Phys. Rev. (2) **7**, 289, 1916.
3) P. H. Geiger, Phys. Rev. (2) **22**, 461, 1923.
4) W. W. Coblentz, Scient. Pap. Bureau of Stand. Nr. 446, 16, 1922.
5) Grondahl, Science **36**, 306, 1926; I. amer. Inst. El. Eng. **46**, 215, 1927.
6) E. Duhme, W. Schottky, Naturw. **18**, 735, 1930.
7) A. Goldmann u. I. Brodsky, Ann. d. Phys. (4) **44**, 849, 1914 und **44**, 901, 1914.

Diskussion.

Herr Hanle (Jena): Wie verhalten sich diese Photozellen zu den Alkaliphotozellen in bezug auf höchste Lichtempfindlichkeit? Lohnt es sich, die neue Zelle zur Messung kleinster Lichtintensitäten zu verwenden? Im roten Spektralgebiet dürfte dies vielleicht der Fall sein.

Herr Lange: Obgleich die Stromausbeute der Oxydulzellen größer als die der Alkalizellen ist, sind im Gebiete kleinster Strahlungsintensitäten (unter 10^{-7} *Lm*) Alkalizellen meßtechnisch verwertbarer, da sie die Anwendung zeitlich integrierender, elektrometrischer Meßmethoden gestatten Im roten und ultraroten Spektralgebiet, in dem die Empfindlichkeit der Alkalizellen nur gering ist, sind die Oxydulzellen vielseitig verwendbar.

Herr Sewig (Berlin): In welcher Größenordnung liegt der innere Widerstand der gezeigten Zellen?

Herr Lange: Der innere Widerstand der Oxydulzellen beträgt in der Sperrichtung, in welcher der Photostrom fließt, etwa 500 Ohm pro cm².

W. Schottky (Berlin), Über den Entstehungsort der Photoelektronen in Kupfer—Kupferoxydul—Photozellen.

Auszug aus der ausführlichen Mitteilung (diese Zeitschr. **31**, 913, 1930).

Diskussion.

Herr Bosch (Heidelberg): Ist Sperrschicht ein Ohmscher Widerstand?

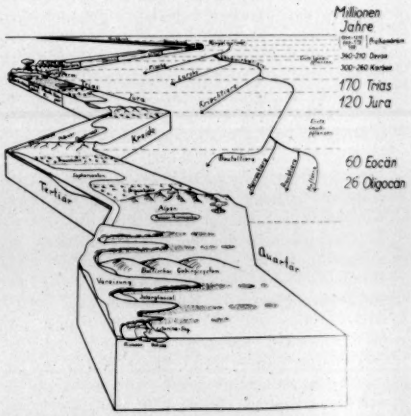
Herr Schottky: Der geschilderte Mechanismus des Sperrschicht-Photoeffektes wäre auch denkbar, wenn die Sperrschicht eine sehr dünne Schicht mit hohem rein Ohmschem Widerstand wäre. Es macht aber bekanntlich große Schwierigkeiten, zwischen zwei gut leitende Stoffe eine sehr dünne homogene Schicht hohen Widerstandes zu bringen; man wird bei anorganischen Substanzen hier schon von etwa 5 μ Dicke an mit Kurzschlüssen rechnen müssen. Deshalb ist der vorläufig wichtigste Fall einer photoelektrisch in der geschilderten Weise wirksamen Sperrschicht der, wo die Sperrschicht nicht durch ein besonderes Material hohen Ohmschen Widerstandes erzeugt wird, sondern sich an der Grenze des einen Mediums gegen das andere immer spontan ausbildet; und einen solchen Fall kennen wir bisher nur bei den Detektorsubstanzen, von denen wir wissen, daß an ihrer Grenze eine sehr dünne Schicht hohen Widerstandes liegt, der aber von der Spannung abhängig, also kein Ohmscher Widerstand ist. Auf der Spannungsabhängigkeit dieses Grenzwiderstandes beruht ja die Gleichrichterwirkung dieser Kombinationen. Ich möchte also vorläufig unter Sperrschicht-Photozellen speziell solche Photozellen verstehen, bei denen primär die Photoelektronen durch eine spannungsabhängige, gleichrichtende Sperrschicht hindurchtreten.

Herr Franke (Hamburg): Wie verhält sich die Zelle gegenüber Röntgenstrahlen?

Herr Schottky: Die Wirkung von Röntgenstrahlen ist untersucht, aber nichts Besonderes beobachtet worden. Das ist vielleicht verständlich, wenn man bedenkt, daß bei der Durchdringfähigkeit der Röntgenstrahlen und der von ihnen ausgelösten Sekundärelektronen die Sperrschicht weder auf die Absorption der Strahlung noch auf die Bahn der ausgelösten Sekundärelektronen einen merklichen Einfluß ausüben wird.

E. Gehrcke (Berlin), Die Patina auf Quarzen als Zeitmesser.

Zur Kennzeichnung des Problems, um das es sich handelt, möge die Figur dienen. Hier ist nach dem Vorgang von Solger[1]) eine graphisch-perspektivische Darstellung der geologischen Epochen wiedergegeben: die Zeitachse verläuft von hinten nach vorn, auf der Abszissenachse ist ein ungefährer Schnitt durch Mittel-Europa dargestellt, und zwar ist links Nordosten, rechts Südwesten. Man übersieht so mit einem Blick das geologische Geschehen dieses Teiles von Europa zu den verschiedenen Zeiten: im Vordergrund die letzte Epoche, das Quartär, weiter oben das Tertiär, die Kreideperiode, Jura usw.; ferner ist noch die zugehörige Entfaltung der Fauna und Flora angedeutet. Ich habe nun rechts daneben die aus den physikalischen Altersbestimmungen (Blei- und Heliummethode) an Mineralien (Bröggerite, Cleveit, Pechblenden usw.) gefundenen Jahreszahlen gesetzt. Diese auf rein physikalischen Grundlagen beruhenden Zahlen sind, wie man sieht, in Übereinstimmung mit der relativen



Stufenfolge der Geologen. Die zahlenmäßige Übereinstimmung geht nach oben hin, also über 1 Milliarde Jahre, auch gut mit den astrophysikalischen Angaben über das Alter der Erde zusammen, und man wird darum, so wenig genau im einzelnen die Angaben auch noch sein mögen, doch im großen und ganzen dieser Zusammenstellung Vertrauen schenken dürfen.

1) Die Fig. stützt sich auf das „Merkblatt der Arndt-Hochschule, Januar 1929, Weltgeschichte als Erlebnis der Heimat" von Solger; für die freundliche Überlassung dieses Blattes möchte ich auch an dieser Stelle Herrn Kollegen Solger vielmals danken.

Die Zahlenangaben der obigen, auf der Radioaktivität beruhenden Zeitbestimmungen reichen, wie man sieht, nur bis zum Tertiär. Für die wegen der Entwicklung des Menschen besonders interessante Epoche des Quartärs fehlen solche Angaben. Hier habe ich nun versucht, durch Benutzung einer anderen physikalischen Erscheinung eine Lücke auszufüllen, indem ich die Verwitterungsrinde oder Patina auf Quarzen, insbesondere auf Flint, zur Altersbestimmung heranziehe. Dieses Unternehmen erscheint zunächst sehr schwierig, wenn nicht unmöglich, da eine große Zahl von Faktoren als wirksame Ursachen der Patinabildung angesprochen werden: so sollen Licht, Hitze, Frost, ferner die Bodensäuren und auch die im Acker enthaltenen Düngesalze eine Auflockerung der Oberfläche der Quarze und Flinte und die Patina hervorrufen. Daß die Düngemittel des modernen landwirtschaftlichen Betriebes aber praktisch keinen nennenswerten Einfluß auf die Patinabildung haben, folgt meines Erachtens schon aus der Beobachtung, daß nicht selten archäologisch datierbare, neolithische Flintwerkzeuge ohne Patina, und zwar zusammen mit stark patinierten Flintstücken, auf norddeutschen Fundplätzen gefunden werden. Diese Beobachtung war übrigens für mich der Anlaß, der vorliegenden Frage näherzutreten. Nach Smith[1]) hängt die Patinabildung irgendwie mit dem Wetter zusammen, doch zeigen nach Smith die Flinte der Kirchhofsmauern in Ostengland, trotz 600jähriger Einwirkung von Wind und Wetter, keine Anzeichen einer Patinierung. Nach Deecke[2]) ist die weiße, gelbe und braune Patina ein Produkt der Bodengewässer.

Die von mir angestellten Versuche und Beobachtungen ergaben kurz folgendes:

1. Es besteht praktisch Einflußlosigkeit von starken Temperaturwechseln, denn ich konnte feuchte Flintstücke verschiedener Sorten einer großen Anzahl von Temperaturwechseln zwischen gefrorenem und aufgetautem Zustand aussetzen, ohne dadurch die geringste Patina zu erzielen. Die Anzahl dieser Temperaturwechsel betrug 27000 ganze Perioden.

2. Es lassen sich mit verschiedenen Chemikalien verschiedene Sorten von Patina, die ein verschiedenes Aussehen haben, herstellen. In erster Linie möchte ich folgende Sorten (abgesehen von den durch Eisensalze erzeugten) unterscheiden:

a) Die durch Lösungen von Alkali-Hydroxyden, Ammoniak, Soda willkürlich in beliebiger Stärke herstellbare, weiß gefärbte Patina, welche sich an allen Sorten Flint[1]), soweit ich sie untersuchte, erzeugen läßt und durch Auflösung des SiO_2 auf den Quarzoberflächen in den betreffenden Solen entsteht.

b) Die an manchen Flintsorten durch Säuren erzielbare, grau bis weiß gefärbte Patina, welche durch Reaktion mit einer alkalischen Substanz entsteht, die in geringer Konzentration dem Flint beigemengt ist; SiO_2 wird hierbei nicht in merklichen Mengen mit aufgelöst. Man kann auf diese Weise geschichtete Patina, die Ähnlichkeit mit den Bildungen der Achate hat, hervorrufen: die weiße Patina verliert nämlich bei längerem Verweilen in der Säure ihre Farbe und es bildet sich wieder die schwärzliche, ursprüngliche Flintfarbe auf der Oberfläche, während unterhalb eine Schicht von weißer Patina verbleibt.

c) Patina, erzeugt durch Meerwasser. Über diese möchte ich hier noch keine weiteren Angaben machen.

Zu jeder Art der Patinierung läßt sich nun für eine bestimmte Sorte Quarz oder Flint eine Äquivalenztabelle aufstellen, in der die verschiedenen Zeiten angegeben sind, welche bei Anwendung verschiedener Mittel gleiche Patinadicken hervorrufen. Die praktisch besonders interessante Alkalipatina (s. oben unter a) ist durch folgende Tabelle darstellbar, welche für verschiedene, graue bis schwarze Flinte gilt[2]) und weit auseinanderliegende Werte von praktisch vorkommenden Patinadicken umfaßt:

Hieraus ergibt sich eine erste Übersicht über die Größenordnung der Zeiten, um die es sich handelt. Man kann z. B. ersehen, daß die 0,3 mm dicke Patina in 45 Minuten durch Kochen, in 6 Monaten bei 20° durch 10-prozentige $NaOH$-Lösung erzeugt wird, aber erst nach 30000 Jahren durch eine Alkalinität von 0,7 mg NH_3 pro Liter. Die hierbei angenommene Konstanz des Produkts Alkalinität mal Zeit gilt natürlich streng nur für verdünnte Lösungen.

Weiter folgt, daß zwei verschiedene Patinadicken an Flinten gleicher Sorte aus dem gleichen Boden (also aus der gleichen Sole) das Ver-

1) R. A. Smith, Flints, British-Museum, London 1928, S. 19 u. 23.

2) W. Deecke, 7. intern. Geographen Congress Berlin 1899. Herausgeg. v. d. Geogr. Ges. Greifswald.

1) Auch auf gelbgefärbten Quarzen. Diese erhielten nach Deecke (l. c.) und Spring (Neues Jahrb. f. Mineral., Geol. u. Paläont., 1, 47, 1899) ihre Färbung durch Eisenoxyde und in Verbindung mit andern Oxyden, z. B. von Erdalkalien. In der Natur haben sie im allgemeinen keine weiße Patina, vermutlich wegen Lagerns in schwach saurem Boden.

2) Die Unterschiede der verschiedenen Sorten Flint sind in dieser Mittelwertstabelle außer acht gelassen, die sich auf solche Sorten bezieht, welche mit Säuren keine Patina ergeben (s. oben b).

Tabelle.

Patina	10 Proz. $NaOH$-Lösung		Regenwasser bei 20° C (Alkalinität 0,7 mg NH_3 pro Liter)[1]
	Kochen	bei 20° C	
sehr dünn, hauchartig . . . . bläulich-weiß, bis weiß,	7,5 Minuten	1 Monat	5000 Jahre
etwa 0,3 mm dick . . . . . sehr dick, weiß,	45 „	6 „	30000 „
über 1 mm dick	4,5 Stunden	3 Jahre	200000 „

hältnis der Zeiten kennzeichnen, während welcher die Oberflächen patiniert wurden. Bei Kenntnis der Alkalinität des betreffenden Bodens kann mit einer solchen Tabelle auch die absolute Zeitspanne bestimmt werden, die während der Lagerung im feuchten Boden verflossen ist. Da hiernach für die Patinabildung lediglich bestimmte chemische Einflüsse und durchaus nicht eine sehr große Zahl von physikalischen und chemischen Einflüssen verantwortlich zu machen ist, so sind also Zeitbestimmungen möglich, wenn die Lagerungsverhältnisse der Quarze und Flinte einen Schluß auf die wirksamen chemischen Agenzien erlauben.

3. Flintoberflächen, die jünger sind als etwa 5000 Jahre, werden nach dem obigen keine Patina zeigen, falls sie nur mit Regenwasser in Berührung waren. Dementsprechend zeigen neolithische Werkzeuge aus Flint, wie sie z. B. im Berliner Staatsmuseum, im Stettiner Provinzialmuseum, oder im Swinemünder Kreismuseum zur Schau gestellt sind, im allgemeinen tatsächlich keine und nur in seltenen Fällen Patina. Doch weisen im Feuer gewesene („kraquelierte") Flintstücke starke Patina auf; dies erklärt sich ungezwungen durch die Berührung der Stücke mit Asche, die bekanntermaßen alkalisch ist. — Geschliffene neolithische Werkzeuge, z. B. Flintäxte, Meißel u. dgl. zeigen zuweilen Patina nur auf den angeschliffenen Flächen, nicht auf den durch Abschlagen hergestellten, muscheligen Bruchflächen der dem Schleifprozeß vorhergegangenen, rohen Behauung. Hieraus wird zu folgern sein, daß dem Schleif- bzw. Poliermittel eine alkalische Substanz, vermutlich Asche, beigemengt war, welche sich in die Oberfläche eingerieben hat und die Ursache für die Patinierung abgab.

Die Beile älterer Epochen, wie die der Kjökkenmöddinger und des Campignien, weisen zum Teil Patina auf, zum Teil nicht. So zählte ich in den Schaukästen des Berliner Staatsmuseums 112 Beile, Spalter und Schaber ohne Patina und 29 mit Patina. Aus dieser, 6000 bis 7000 Jahre zurückliegenden Zeit[1]) sind mithin die meisten Stücke noch ohne Patina.

Anders wird das Bild, wenn wir die Zehntausende und Hunderttausende von Jahren zurückliegenden Zeiten betrachten. Hier sind verschiedene Umstände zu berücksichtigen, vor allem: a) Dauernd oder überwiegend trockene Lagerung der Stücke; in diesem Fall ist Patinabildung natürlich gar nicht oder nur schwach vorhanden. Als Beispiel hierfür seien viele paläolithische Höhlenfunde Südfrankreichs genannt, die keine oder nur schwache Patina zeigen[2]). b) Dauernd feuchte Lagerung der Stücke. Dies ist bei Flinten aus der norddeutschen Tiefebene wohl die Regel; mögen die Stücke wirklich Artefakte sein oder nicht, sie sind meines Wissens durchweg patiniert. Soviel ich weiß, ist durchschnittlich die Patinadicke solcher oberflächlich gelagerter, alter Flintoberflächen aus südlicheren Gegenden dünner als aus nördlichen, z. B. aus dem Fläming und südlich von Berlin dünner als aus Pommern. — Von besonderem Interesse sind Untersuchungen an Artefakten, welche durch die Abrundung ihrer Kanten eine Bewegung durch die Gletscherwässer der Eiszeit kundtun, und zugleich durch ihre Patina die Lagerung in alkalischer Lösung. Stammen solche Flinte aus sandigem, nicht zu tief liegendem Boden, so ist die Alkalinität des Bodens, wie mir einige Versuche an Bodenproben zeigten[3]), gering und nicht sehr verschieden von derjenigen des Regenwassers. Auf diese Weise lassen sich Zahlenwerte finden, die die ungefähre Größe der absoluten Zeiten kennzeichnen. Es ergaben sich so z. B. für die auf den Havelbergen bei Berlin oberflächlich im Sand liegenden, patinierten

1) Der Ammoniakgehalt des Regenwassers schwankt örtlich und zeitlich; vgl. z. B. Hann-Süring, Lehrbuch der Meteorologie, 4. Aufl., S. 323, Leipzig 1926. Der hier angesetzte Wert ist der für England und Schottland auf dem Lande gefundene, welcher als wahrscheinlicher Mittelwert erscheint.

1) Vgl. Schuchhardt, Alt Europa, 2. Aufl., S. 34.

2) Die sehr starke, zentimeterdicke Patina der La Micoque-Artefakte erklärte Dr. Hauser als durch den kalkreichen Boden hervorgerufen.

3) Bei diesen Versuchen unterstützte mich wesentlich mein Kollege Prof. v. Steinwehr, dem ich auch an dieser Stelle bestens danke.

Flinte, die abgerundete Ecken und Kanten haben, Zeitdauern von 15000 bis 20000 Jahren, bei einer mittleren Bodenalkalinität von 0,7 mg NH_3 pro Liter (Regenwasser).

Was die erreichbare Genauigkeit solcher Angaben anbelangt, so ist dazu folgendes zu bemerken: Die Abhängigkeit der Patinadicke von der Zeit als Funktion der Alkalinität und auch der Temperatur wird, da rein physikalisch, ziemlich genau bestimmbar sein; zum mindesten werden sich die Durchschnittswerte bei genügender Häufung der Beobachtungen genau angeben lassen. Auch eine die Patinierung verändernde Imprägnierung mit Eisenoxyden sowie die Verzögerung in lehmigem Boden wird meßbar sein, und so wird das Produkt Alkalinität mal Zeit sich quantitativ bestimmen lassen. Wie genau die Alkalinität selbst, welche infolge der Veränderungen des Boden nicht konstant zu sein braucht, angebbar ist, möchte ich dahingestellt sein lassen. Auch klimatologische Verhältnisse werden hier zu berücksichtigen sein, weil z. B. Trockenzeiten der Lagerungsstätten der Flinte zu den aus der Patinadicke gefundenen Zahlenwerten hinzuzufügen sind, um das richtige Alter zu ergeben. Aber in solchen Fällen, wo derartige Angaben sich machen lassen, scheint mir die Patinamethode den bisherigen Altersbestimmungen an die Seite zu treten und besonders dann von Wert zu sein, wenn sie die einzige physikalische Methode darstellt, die auf die Frage nach dem Alter eine Antwort zu geben vermag.

Zusammenfassung.

1. Die Patina auf Quarzen und Flinten ergibt sich als geeignet zur Bestimmung von Zeiten, und zwar sowohl des relativen Zeitverhältnisses der Lagerung von Flinten verschiedenen Alters in ein und demselben Boden, als auch der absoluten Zeitdauer, falls die Alkalinität des feuchten Bodens ihrer Größe nach bekannt ist.

2. Die so errechneten Zeiten liegen für verschiedene Fälle zwischen etwa 5000 Jahren und Hunderttausenden von Jahren.

3. Der Vergleich der Zeiten mit einigen archäologischen Datierungen ergibt befriedigende Übereinstimmung.

Diskussion.

Herr R. Swinne (Berlin-Siemensstadt): Ist die Patina auch bei den tertiären Eolithen untersucht worden, deren Ursprung noch unklar ist?

Herr Gehrcke: Ich habe mich auf Flintoberflächen beschränkt, deren Ursprung als quartär anzusehen ist.

E. Gehrcke und E. Lau (Berlin), Multiplex-Interferenzspektroskop. (Mit Tafel XXXII.)

Das Prinzip des Multiplex-Interferenzspektroskops ist von uns eingehend beschrieben worden; die Literatur hat E. Lau in seiner letzten Arbeit[1]) zitiert.

In gemeinsamer Arbeit mit der Firma Askania-Werke, Berlin, ist nunmehr ein Apparat konstruiert worden, der in Verwendung mit hervorragenden planparallelen Platten der Firma Halle Nachf., Berlin, eine Konstruktion darstellt, die auch bei der Güte der mechanischen Ausführung aller Teile ein bequem zu handhabendes Instrument ist, welches hohe Auflösungskraft mit hohem Dispersionsgebiet vereinigt. Von dem Apparat gibt Fig. 1 (Tafel XXXII) eine Gesamtansicht: Man sieht hier alle Teile auf einer optischen Bank hintereinander angeordnet: Das Licht durchsetzt zunächst eine Sammellinse S und dann die beiden planparallelen Platten P_1 und P_2, welche im Innern eines durch zwei Deckel d_1 und d_2 (vgl. auch Fig. 2) verschließbaren Kastens angeordnet sind. Dann kommt die Irisblende B und dicht hinter dieser ein Objektiv, in dessen Brennweite die Spaltebene des Dreiprismen-Apparates P steht. Am Ende dieses gradsichtigen Prismenapparates P befindet sich die photographische Kassette ϕ, welche auch durch ein Okular ersetzt werden kann.

Die Feinjustierung der Platten P_1 und P_2 geschieht durch fünf Stellschrauben T, S_1, T_1, S_2, T_2, welche vom Platz des Beobachters aus bequem zu handhaben sind. T besorgt die Neigung des Plattensystems als Ganzes. S_1 und T_1 drehen die Platte P_1 für sich um zwei zueinander senkrechte Achsen, S_2 und T_2 ebenso die Platte P_2.

In Fig. 1 ist die die Platten P_1 und P_2 bedeckende Metallkappe aufgeklappt und man sieht darunter die beiden planparallelen, versilberten Glasplatten P_1 und P_2 in einer sehr extremen Lage, derart, daß das Licht nur durch die untere Seite von P_1 und die obere Seite von P_2 hindurchgeht. Die Kappe und der Kasten, in dem P_1 und P_2 sich befinden, ist mit Bleiacetatpapier an den Innenwänden behängt, um eine möglichst lange Haltbarkeit der Versilberungen der Platten zu gewährleisten; man hält gewöhnlich den ganzen Kasten verschlossen und nimmt beim Beobachten bzw. Photographieren nur die beiden Deckel d_1 und d_2 ab. Die genauere

1) E. Lau, Zeitschr. f. Phys. **63**, 313, 1930. Es sei hier noch bemerkt, daß die Arbeit von W. Houston, der ähnliche Wege wie wir beschritten hat, erst nach unsrer ersten Patentanmeldung in Deutschland bekannt wurde. Houston hat übrigens nur einen Spezialfall behandelt und kein allgemeines Prinzip aufgestellt.

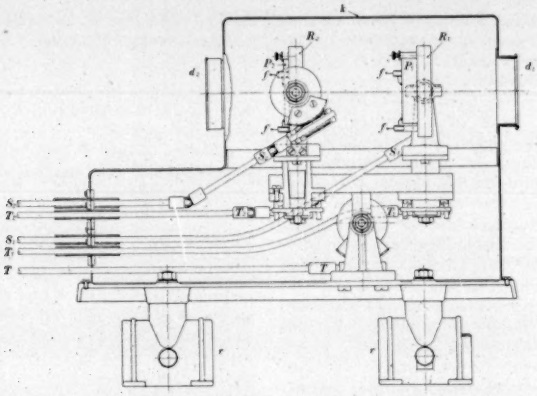


Fig. 2.

Konstruktion des Kastens zeigt die Fig. 2, doch sind hier die Durchführungen von T, S_1, T_1, S_2, T_2 in einer Ebene gezeichnet, während, wie Fig. 1 zeigt, diese fünf Justiervorrichtungen neben- und übereinander angeordnet sind. Die Füße r des Kastens k sind wie alle übrigen Teile auf der Dreieckschiene der optischen Bank verschiebbar. Die Verschiebungsmöglichkeit des Kastens k nach B hin ist, wie Fig. 1 zeigt, groß gewählt, um je nach Bedarf andere optische Hilfsapparate, z. B. Polarisationseinrichtungen bequem in den Strahlengang einfügen zu können.

Die planparallele Platte P_1 hat eine Dicke von 9,9 mm, während P_2 3 mm dick ist. Dieses Verhältnis 1 : 3,30 ist besonders günstig, wie früher bereits beschrieben (vgl. die oben zitierte Arbeit von E. Lau). Beide Platten sind aus Quarz und beiderseitig durchsichtig versilbert. Bei richtiger Justierung, welche übrigens experimentell keine Schwierigkeiten bietet, da man ja nur auf größte Helligkeit der Interferenzerscheinungen einzustellen hat, erhält man Interferenzstreifen, die, kurz gesagt, den Vorteil des großen Auflösungsvermögens der dicken Platte P_1 mit dem Vorteil des großen Dispersionsgebietes der dünnen Platte P_2 miteinander vereinigen; über die Intensitätsverteilung der Interferenzstreifen vergleiche unsere erste Mitteilung[1]). Das experimentell verwirklichte Auflösungsvermögen zeigen am besten die Fig. 3, 4 und 5; die Zahlen sind Ångström-Einheiten. Fig. 3 zeigt die Feinstruktur der *Hg*-Linie 5461 ÅE, darunter die Registrierkurve der Originalaufnahme. Man sieht, daß alle Linien reell sind; bis zur dritten Nachbarordnung der Interferenzstreifen der dünnen Platte sind nur reelle Trabanten vorhanden. Die in Fig. 3 überexponierte Hauptlinie zeigt Fig. 4: die Hauptlinie ist, wie auch die darunter stehende Registrieraufnahme zeigt, mindestens vierfach. Fig. 5 stellt die Heliumlinie 5876 ÅE dar. Man sieht hier ein Dublett von etwa 0,33 ÅE, infolge des Dopplereffektes ist jede Linie von erheblicher Breite, die Hauptlinie zeigt im Maximum Absorption.

Das experimentell erreichte Auflösungsvermögen der Anordnung ist mindestens 1 Million, nach Hansens[1]) Berechnung, die sich auf eine einzelne Perot-Fabry-Platte bezieht, würde sich hier ein Auflösungsvermögen von rund 2 Millionen ergeben (bei einem Reflexionsvermögen von 90 Proz.). Das Dispersionsgebiet $\Delta\lambda$ ist größer als das der dünnen Platte P_2, $\Delta\lambda/\lambda$ beträgt etwa 1/6000.

Man kann in dem Apparat die Platten P_1 und P_2 auch durch wesentlich dickere Platten ersetzen. Diese herzustellen, ist heutzutage nur noch eine Geldfrage. Zur Illustration des heute technisch Möglichen sei bemerkt, daß z. B. zwanzigmal dickere Platten gestatten würden, Auflösungsvermögen von über 20 Millionen zu erreichen, wodurch Dopplereffekte an Spektrallinien nachweisbar wären von nur etwa 15 m/sec (Dopplereffekt eines Radfahrers). Wegen des großen Dispersionsgebietes ist es mit der oben beschriebenen Anordnung auch möglich, Dopplereffekte innerhalb sehr breiter Spektrallinien zu messen, was astrophysikalisch Interesse bietet.

1) E. Gehrcke u. E. Lau, Zeitschr. f. techn. Phys. **8**, 157, 1927.

1) Die Kenntnis hiervon verdanken wir einer freundlichen Mitteilung von Herrn Hansen.

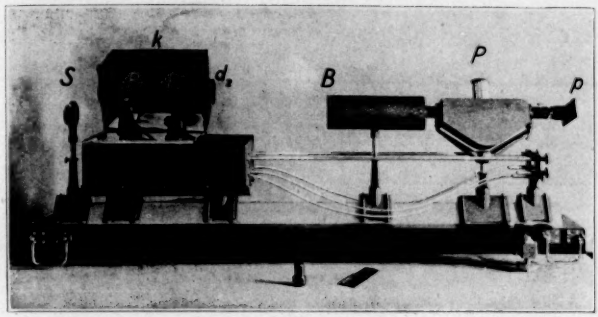


Fig. 1.

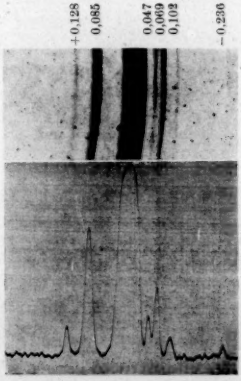


Fig. 3.

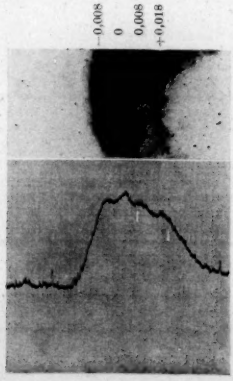


Fig. 4.

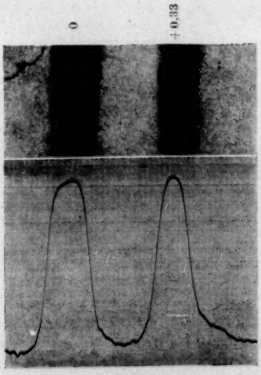


Fig. 5.

BESPRECHUNGEN.

T. Levi-Civita e U. Amaldi, Lezioni di Meccanica Razionale. Vol. I. Cinematica-Principe e Statica. Gr.-8°. XIV u. 807 S. 2. Aufl.[1]). Bologna 1930. N. Zanichelli. Geb. Lire 90.—.

Die 2. Auflage des vorliegenden Bandes unterscheidet sich von der 1. Auflage nicht bloß äußerlich durch den bedeutend größeren Umfang; mit der sachlichen Erweiterung geht parallel eine weitgehende Überarbeitung, so daß manchmal die Beweisführung verfeinert und strenger wurde. Da keine besonderen mathematischen Vorkenntnisse vorausgesetzt werden, so ist das Buch insbesondere für den Physiker sehr nützlich. Es beginnt mit einer sehr klaren Einführung in die Vektorrechnung, dann folgt die Kinematik des Punktes und der Punktsysteme mit Berücksichtigung der Relativbewegung. Die weiteren Kapitel sind den Grundbegriffen der Kraft, Energie und der Arbeit, die letzten der Statik von Punkten und Punktsystemen gewidmet; insbesondere wird auch die Frage des relativen Gleichgewichtes sehr eingehend behandelt. Die große Anzahl der Übungsaufgaben, die jedem Kapitel am Schluß beigefügt sind, erhöht den Wert des gut ausgestatteten Buches, das jedem, der tiefer in die rationelle Mechanik eindringen will, von Nutzen sein wird. Volk.

1) 1. Auflage besprochen, Physik. Zeitschr. **24**, 427, 1923.

F. F. P. Bisacre, Praktische Infinitesimalrechnung. Berechtigte deutsche Ausgabe. Unter Mitwirkung von E. Trefftz, herausgegeben von E. König. 8°. XI u. 364 S. Mit 104 Abbildungen und 5 Bildnistafeln. Leipzig und Berlin 1929. B. G. Teubner. Geb. RM 18.—.

Ein interessantes Buch, das teilweise exakt und präzis, teilweise experimentell (statistisch) die Beweise führt; besonders wertvoll ist das riesige Aufgabenmaterial, das mit Lösungen geboten wird; die Übungsaufgaben sind aus der ganzen Weltliteratur geschickt zusammengetragen. In 3 Kapiteln werden die Anwendungen der Infinitesimalrechnung in der Lehre von der Elektrizität und dem Magnetismus, in der Chemie und Thermodynamik sehr ausführlich dargetan, so daß es für den Experimentalphysiker, Chemiker oder Biologen zur ersten Einführung kein anregenderes Buch geben kann. Der mathematische Inhalt beschränkt sich auf die Elemente der Differential- und Integralrechnung. Dabei wird auf die geometrische und mechanische Bedeutung der infinitesimalen Operationen besonders eingegangen, ohne daß aber die Bedeutung der Grenzwerte vernachlässigt wird. Außer den Elementen bringt das Buch im wesentlichen nur noch die Bogenlänge und die Krümmung von Kurven, sowie die Lehre von den Extremwerten von Funktionen. Unendliche Reihen werden nicht benützt.

Der Wert des Buches, dessen Übersetzung von E. Trefftz angeregt ist, liegt darin, daß es aus der gleichen Einstellung heraus geschrieben ist, die der Naturwissenschaftler in bezug auf den behandelten Stoff mitbringt; die grundlegenden Begriffe und Sätze sind in präziser Form dargestellt, die Anwendbarkeit der mathematischen Methoden auf die Probleme des Naturwissenschaftlers wird dargetan. Diese Forderungen, die E. Trefftz von einem solchem Buche in seinem Geleitwort verlangt, sind erfüllt und man kann daher das glänzend ausgestattete Buch zur ersten Einführung und als Übungsmaterial als sehr geeignet empfehlen. Volk.

A. Korn, Elektrisches Fernsehen. Gr.-8°. VIII u. 103 S., mit 19 Figuren. 1. Auflage. Berlin 1930. O. Salle. Math.-naturw.-techn.-Bücherei. Bd. 26. Halbl. RM 3.—.

Nach einer historischen Einleitung, die allerhand ganz interessante Einzelheiten birgt, wird das Hauptkapitel, die Fernsehapparaturen, behandelt.

Der Verfasser beschreibt in ihrer Art und Wirkung die lichtelektrischen Zellen in den Sendern, die Lichtrelais in den Empfangsapparaten, die Verteilungsanordnungen (Nipkowsche Scheibe, Jenkins Prismenring, Weillersches Spiegelrad) und die Synchronisierungsvorrichtungen.

Nach Ansicht des Verfassers scheidet die „Start-Stop" Methode nach D'Arlincourt, die in der Bildtelegraphie wegen ihrer verblüffenden Einfachheit vielfach benutzt wurde, für das Fernsehen aus.

Tatsächlich werden bisher beim Fernsehen nur die wesentlich komplizierteren Methoden der Synchronisierung durch Frequenzübertragung und der lokalen Synchronisierung benutzt.

Ein weiterer Abschnitt befaßt sich mit den verschiedenen Schwierigkeiten, die beim Fernsehen von feststehenden Abbildungen, von Kinofilmen und von wirklichen Personen, Tieren oder Gegenständen entstehen. Auch des Fernsehens in natürlichen Farben wird in diesem Abschnitt gedacht.

Das letzte Kapitel enthält Ausblicke für die Bildtelegraphie im allgemeinen und für das elektrische Fernsehen im besonderen. Es finden sich hier Hinweise auf die praktische Verwendung für die Polizei, die illustrierte Presse; die Meteorologie und militärische Zwecke. Das Büchlein gibt einen ganz guten Überblick über die augenblicklich bestehenden Möglichkeiten des Fernsehens. Herweg.

E. C. Müller, Vereinfachte physikalische Schülerübungen im Lehrzimmer. Gr.-8°. VII u. 80 S. Mit 105 Abb. Braunschweig 1930. F. Vieweg & Sohn. Geb. RM 4.20.

Das Büchlein verdankt seine Entstehung der sehr richtigen Überlegung, daß Schülerübungen ihren wahren Nutzen erst entfalten können, wenn sie organisch in den Schauunterricht des Lehrers eingegliedert werden können. Da sich dies an den meisten Schulen mit getrenntem Lehr- und Übungszimmer nicht wird durchführen lassen, so muß man dem Verfasser sehr dankbar sein, daß er einen selbst erprobten Ausweg zeigen kann: er arbeitet nur mit kleinen und handlichen Apparaten, die unter weitgehender Heranziehung handelsüblicher Stoffe und Einzelteile zum Teil selbst hergestellt werden können, so daß man die

Übungen im etwas umgeänderten Lehrzimmer ausführen lassen kann. Außerdem wird dabei das Gerät so wohlfeil, daß man Übungen jetzt auch dort einrichten kann, wo sie bisher an der Kostenfrage scheiterten.

Der einleitende Abschnitt enthält eine Anweisung über die Umwandlung eines Lehrzimmers in ein Lehr-Übungszimmer, Aufbewahrung und zweckmäßige Austeilung des Übungsgeräts, Ablauf der Übungen. Der Hauptteil enthält Anleitungen zu etwa 80 Übungen, mit vielen wertvollen Hinweisen auf Bezugsquellen, Herstellung und Handhabung des benützten Geräts, wobei man manches Neue finden wird.

Das Buch kann allen Physiklehrern angelegentlich empfohlen werden. E. Nies.

Rudolf Meyer, Die Haloerscheinungen. Probleme der Kosmischen Physik, XII. Band. Gr.-8°. 168 S., mit 2 Tafeln und 22 Fig. im Text. Hamburg 1929. H. Grand. RM. 11.—.

Wie die beiden vorausgegangenen Bände der Sammlung behandelt auch der vorliegende ein wichtiges Problem der meteorologischen Optik. R. Meyer, selbst ein bekannter Haloforscher, hat an Hand von 249 Originalabhandlungen, über die das Schriftenverzeichnis Auskunft gibt, eine Darstellung unseres heutigen Wissens der herrlichen Erscheinungen gegeben, die durch Brechung und Beugung des Lichtes an den Eiskristallen in der Atmosphäre entstehen können.

Die Fülle von Formen, die manchen abhalten mag, sich an ihre Beobachtung heranzuwagen, wird im Teile I systematisch beschrieben. Besonders wertvoll ist die klimatologische Verknüpfung durch Untersuchung der geographischen Verteilung der Haloerscheinungen, des täglichen und jährlichen Ganges, des Zusammenhanges mit den Sonnenflecken und der Abhängigkeit von der Wetterlage, die zur „Deutung" der Halos notwendig sind.

Teil II befaßt sich mit der Erklärung der Haloerscheinungen, die dadurch ihre große Mannigfaltigkeit bekommen, daß zur Vielheit der brechenden und reflektierenden Winkel der Eiskristalle noch die Beweglichkeit derselben kommt. Als Richtkräfte kommen die Schwere und elektrische Kräfte in Betracht, für Pendelungen sorgt das Medium, in dem die Kristalle suspendiert sind.

Teil III enthält die Erklärungsversuche für Einzelheiten der in ihrer vollen Entwicklung so mannigfaltigen Haloerscheinungen. Dieser Teil sollte besondere Beachtung finden, weil er Formen aufzeigt, die noch nicht zur vollen Zufriedenheit erklärt werden können. Man möchte wünschen, daß die Physiker einmal mit ähnlichem Eifer an das Studium der Haloerscheinungen herangehen möchten, wie sie zur Zeit das Verhalten der Kristalle im Bereiche der Röntgenstrahlen studieren. Die Seltenheit und Vergänglichkeit der Halos erlauben dem Meteorologen nur immer Teile der Erscheinung zu erhaschen, während es doch im Zeitalter der Kältetechnik nicht allzu schwer sein sollte, die verschiedenen Kristallformen des Eises im Laboratorium herzustellen und zu untersuchen.

Teil IV bringt eine Anleitung zur Ausführung von Halobeobachtungen in der Atmosphäre, die für die meteorologischen Beobachter sicher sehr erwünscht ist. Ein zunächst experimentelles Studium im Laboratorium ließe aber wohl rascher neue Resultate erwarten als weitere Beobachtung der oft nur in Bruchstücken in der Atmosphäre vorhandenen Halos, die außerdem noch der Projektion auf das Himmelsgewölbe unterliegen.

Das Buch erfüllt ganz besonders die Aufgabe, die sich die Herausgeber der Sammlung gestellt haben: Ein Problem der kosmischen Physik aufzuzeigen und zu ihm die Wege zu weisen, damit solche, die sich dafür interessieren, sich rasch einarbeiten können. A. Schmauß.

R. Winzheimer, Übertragungstechnik. Gr.-8°. 235 S. mit 207 Fig. München und Berlin 1929. R. Oldenbourg. Geb. RM 12.—.

Der Verfasser stellt in diesem Buche, angeregt durch das Bedürfnis, für den Unterricht an Höheren Technischen Lehranstalten schriftliche Unterlagen zu schaffen, die der drahtlosen sowie der elektrischen Übertragungstechnik auf Leitungen gemeinsamen Grundlagen und Vorgänge zusammen. In einem ersten Kapitel, betitelt: „Die allgemeinen akustischen und elektrischen Beziehungen bei Übertragungsschaltungen" führt er in einer kurzen Entwicklung akustischer und insbesondere musikalischer Grundbegriffe an die Forderungen und Schwierigkeiten heran, denen jede Übertragungseinrichtung gerecht werden muß. Nachdem so die von der Übertragungstechnik zu lösende allgemeine Aufgabe vorangestellt ist, wird an einigen fundamentalen Beispielen wie „Dimensionierung eines Übertragers" oder „Lautstärkenregulierung mit Hilfe eines Spannungsteilers" das Problem der linearen Verzerrung behandelt; das Wesen der nichtlinearen Verzerrung wird kurz erklärt. Das zweite Kapitel bringt nach einer knappen Einführung in die komplexe Behandlungsweise von Wechselstromaufgaben die Ableitung, Integration und Diskussion der Telegraphengleichung, aufbauend auf der Theorie der Fernmeldeleitungen nach F. Breisig in einer Zusammenstellung von G. Baumgartner. Nach einer daran anschließenden Behandlung der wenigstens theoretisch möglichen, verzerrungsfreien Abgleichung einer Leitung durch kontinuierliche Erhöhung ihrer Ableitung geht der Verfasser über zur Besprechung der Verfahren zur Dämpfungserniedrigung durch Erhöhung der Induktivität der Leitung bzw. mit Hilfe von Verstärkereinrichtungen, welch letztere den Gegenstand des dritten Kapitels bilden. Hier werden im Anschluß an einige einleitende Bemerkungen über die Wirkung des Röhrenverstärkers die verschiedenen Schaltmöglichkeiten zur Erzielung einer doppelseitig wirkenden Verstärkung sowie die damit zusammenhängenden Fragen der Leitungsnachbildung, Entzerrung und Frequenzbegrenzung erörtert. Endlich wird auseinandergesetzt, inwiefern Pupinisierung und Verstärkung in ihrer Kombination sich gegenseitig in ihrer Ausgestaltung hemmen, und die Ausbaufähigkeit und Wirtschaftlichkeit unpupinisierter Leitungen untersucht. Die Kapitel vier und fünf behandeln dann die Einordnung der Verstärker in das Leitungsnetz, den Aufbau der Verstärkerämter sowie deren Meßeinrichtungen zur Prüfung der Apparate und Leitungen. Die Rundfunkübertragungsleitungen, die hinsichtlich der Energiebeschickung sowie der Verteilungsschaltungen eine technische Besonderheit darstellen, werden in einem eigenen Kapitel ausführlich besprochen. Es folgt ein Kapitel über Fernmeldekabelanlagen, welches nach einer Übersicht über die verschiedenen Verseilungsarten und Spulenmaterialien

auf die Ursachen des Nebensprechens und die Mittel zu seiner Bekämpfung eingeht und die neusten Vorschläge wirtschaftlich-technisch vorteilhafter Kabeldimensionierung nach Lüschen-Küpfmüller, sowie die Doppelsternverseilung der T. K. D. berücksichtigt. Diejenigen Vorgänge und Apparate, die der drahtlosen Übertragungstechnik spezifisch eigentümlich sind, und die sich deshalb in dem allgemeinen Rahmen nicht unterbringen ließen, werden in knapper übersichtlicher Form zusammen mit den Vereinigungen hochfrequenter und niederfrequenter Übertragungsart in einem Schlußkapitel gebracht.

Wenn das vorliegende Buch sich auch in erster Linie an den Techniker wendet und infolgedessen bei der Behandlung des Stoffes auf den starkstromtechnischen Grundlagen aufzubauen sucht, so verdienen doch die zahlreichen physikalischen Fragestellungen und Überlegungen auch das Interesse insbesondere des technischen Physikers. Im Hinblick darauf wäre zu wünschen, daß durch etwas ausführlichere Behandlung der Kapitel IV, V und VI die allgemeinen physikalischen Gesichtspunkte noch mehr in den Vordergrund gestellt werden in künftigen Auflagen. Als besonderer Vorzug muß einerseits die Einstreuung von Beispielen in zahlenmäßiger Durchrechnung, andererseits der Hinweis auf neue Fragestellungen und künftige Entwicklungsmöglichkeiten hervorgehoben werden.

Druck und Ausstattung des Buches ist vorzüglich. O. Pfetscher.

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1930/31.

Technische Hochschule Aachen. **Starke:** Experimentalphysik I, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, 4 und 2; Praktikum für Vorgerücktere, 4; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Seitz:** Theoretische Physik, 4, Übungen, 1; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kurs, 2; Übungen im physikalischen Praktikum, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl. — **Kirschbaum:** Ausgewählte Kapitel der Physik: Didaktisch-seminaristische Übungen, 2; Photographie, 1, Übungen, 4.

Universität Basel. **Hagenbach:** Experimentalphysik II, 6; Physikalisches Praktikum für Vorgerücktere, tägl., für Anfänger (mit Veillon), 8; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Matthies:** Thermodynamik, 5, Übungen, 1; Kinetische Gastheorie, 2, Übungen, 1; Mathematisch-physikalisches Proseminar, 1. — **Veillon:** Repetitorium der Experimentalphysik, 1 *g*. — **Zickendraht:** Radiotelegraphie und -telephonie I, mit Exkursionen, 2; Radiotelegraphisches Praktikum, 3. — **Zehnder:** Maschinenkunde für Chemiker I, 1; Physik des täglichen Lebens, 1. — **Wehrli:** Hochvakuumtechnik, mit Praktikum, 2.

Universität Berlin. **Nernst:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalische Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Pringsheim, Hettner, Czerny, Skaupy und Sommer), tägl. — **Planck:** Allgemeine Mechanik, 4. — **Schrödinger:** Einführung in die Quantentheorie, 4. Theoretisch-physikalische Übungen, 1 *g*; Physikalisches Proseminar (mit Pringsheim), 1½; Besprechung neuerer Arbeiten der theoretischen Physik (mit Kallmann, London, Möglich, Neumann v. Margitta und Szilard), 1½ *g*. — **Hettner:** Theoretische Optik, 4; Theoretisch-physikalische Übungen, 1. — **Gehrcke:** Ausgewählte Kapitel aus der Optik, 1. — **Pringsheim:** Einführung in die Experimentalphysik, 4; Kolloquium im Anschluß an die physikalischen Forschungsarbeiten (mit Wehnelt, Hettner, Sommer, Czerny, Schumann und Skaupy), 1 *g*; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 8. — **Henning:** Einführung in die Thermodynamik, 2. — **Byk:** Kinetische Theorie der Gase und Flüssigkeiten, 2. — **Reichenbach:** Logik der exakten Wissenschaften, 2; Naturphilosophisches Seminar, 2. — **Czerny:** Molekularstrahlenmethode und Hochvakuumtechnik, 1. — **Reichenheim:** Positive Strahlen der Gasentladung, 1. — **Skaupy:** Die technischen Anwendungen der elektrischen Entladungen, 1. — **Paschen:** Das Licht als Wellenbewegung, 2. — **Sommer:** Theorie und Praxis optischer Instrumente, 1. — **Bothe:** Röntgenphysik, 1. — **Weißenberg:** Struktur der Festkörper, 1. — **Möglich:** Einführung in die mathematische Behandlung der Quantentheorie, 2, Übungen, 1. — **London:** Theorie der Molekularkräfte und der Metalle, 2; Mathematisch-physikalische Übungen, 1 *g*; Fragen der Atomphysik und Atomchemie (mit Kallmann, Frl. Lise Meitner und Szilard), 2 *g*. — **Ladenburg:** Magneto-Elektrooptik, 1; Wissenschaftliche Arbeiten für physikalische Chemie und Elektrochemie, tägl. — **Kiebitz:** Physikalische Grundlagen der drahtlosen Telegraphie, 1. — **Trendelenburg:** Einführung in die Schwingungslehre, 1. — **Becker:** Seminar über spezielle Fragen der neueren Physik, 2. — **Wehnelt:** Praktikum zur Erlangung von Handfertigkeit für das naturwissenschaftliche Arbeiten, 3; Physikalisches Anfängerpraktikum, 7, Ergänzungen, nach Vereinbarung *g*; Physikalisches Praktikum für Pharmazeuten, 3; Experimentell-physikalische Arbeiten (mit Schumann), tägl. — **Blasius:** Praktische Übungen für Fortgeschrittene, 7. — **Grotrian:** Spektroskopisches Praktikum (mit Schüler), 4; Spektroskopische Forschungsarbeiten (mit Schüler), tägl. — **Haber:** Wissenschaftliche Arbeiten auf dem Gebiete der physikalischen Chemie und Physik (mit Kallmann und Zocher), tägl. — **Frl. Lise Meitner:** Physikalisch-radioaktive Arbeiten, tägl. — **Eggert:** Grundlagen und Anwendungen der Photographie: Wissenschaftliche Farben- und Röntgenphotographie, Kinematographie, einschließlich Tonfilm, Reproduktionstechnik, 14tägig, 1½. — **Scheffer:** Mikroskopie und Mikrophotographie, nach Vereinbarung, *g*; Angewandte wissenschaftliche Photographie, nach Vereinbarung *g*. — **Beck:** Photographisches Praktikum für Anfänger und Fortgeschrittene, 2. — **v. Ficker:** Grundlagen der Wettervorhersage, 1 *g*; Meteorologisches Kolloquium, 2; Praktische Übungen in der Wetterprognose, für Fortgeschrittene, 1; Anleitung zu meteorologisch-klimatologischen Arbeiten (mit Knoch), 12 *g*. — **Kähler:** Luftelektrizität, 1; Übungen aus dem Gebiete der atmosphärischen Elektrizität und Strahlung, 2. — **Leß:** Praktische Witterungskunde, 1. — **Knoch:** Allgemeine Klimatologie, 2; Quellenwerke der Meteorologie und Klimatologie, 1. — **Bartels:** Physik der höchsten Atmosphärenschichten, 1. — **Kolhörster:** Die durchdringende Strahlung in der Atmosphäre II, 1; Radioaktivität der Gesteine, Gewässer und erdnahen Luftschichten, 1. — **Hergesell:** Meteorologisches und aërologisches Kolloquium, 1 *g*. — **Robitzsch:** Einführung in die aërologischen Arbeitsmethoden, 1.

Technische Hochschule Berlin. **Hertz:** Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen für Fortgeschrittene, nach Vereinbarung; Kolloquium über neuere Probleme der Physik und Chemie (mit Volmer und Becker), 2 *g*; Kolloquium über Probleme der technischen Physik (mit Cranz, Becker, Engl, Gehlhoff, Kock, Korn, Leithäuser, Pirani, Seegert, Schachenmeier, Schulz, Volmer, Weidert), für Fortgeschrittene, 1½ *g*. — **Becker:** Theorie der Wärme, 3, Übungen, 2; Seminar über ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, 2 *g*. — **Westphal:** Physikalische Übungen für Anfänger, 20. — **Schachenmeier:** Ausgewählte Probleme der theoretischen Physik, 1. — **Cranz:** Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, 1 ¾; Übungen zur technischen Physik, 4. — **Schmid:** Physikalische Grundlagen der Plastizität, 1. — **Wigner:** Atombau und Quantentheorie I und II, 2, Übungen, 1. — **Kaßner:** Verdunstung und Niederschläge als Grundlage von Wasserwirtschaft und Wasserbau, 1; Das Wetter in der Technik, 1. — **Korn:** Bildtelegraphie, 1; Potentialtheorie, 4. — **Wallot:** Moderne technisch-physikalische Meßmethoden, 1. — **Hergesell:** Meteorologisches Kolloquium, 1. — **Luyken:** Erdmagnetismus, 1. — **Jung:** Einführung in die Geophysik: Magnetisches und elektrisches Feld der Erde unter Berücksichtigung der Anwendungen; Physik der Atmosphäre, 2; Geophysikalisches Seminar, 14tägig, 2; Geophysikalisches Praktikum, nach Vereinbarung. — **Reich:** Angewandte Geophysik, 1; Geophysikalisches Kolloquium (mit Jung), 14tägig, 2. — **Engl:** Physikalische Grundlagen des Tonfilms, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, nach Verabredung. — **Pirani:** Einführung in die theoretische Behandlung chemischer und physikalischer Probleme mit besonderer Berücksichtigung graphischer Methoden II, 1. — **Gehlhoff:** Physikalische Grundlagen der Lichttechnik, 2. — **Weidert:** Geometrische Optik, 2, Übungen, nach Vereinbarung *g*; Seminar für Optisches Rechnen, 2; Optische Instrumentenkunde, 2; Übungen im Gebrauch optischer Instrumente, 4. — **Schulz:** Einführung in die physiologische Optik, 1. — **Seegert:** Handfernrohre und bildaufrichtende Prismensysteme, 1; Entwicklung, Methoden und Ergebnisse der modernen Spektroskopie, 1.

Universität Bern. **Greinacher:** Experimentalphysik: Wärme, Elektrizität, Magnetismus, 5, Ergänzungen, 1; Repetitorium der Physik, 1; Physikalisches Kolloquium (mit Gruner), nach Vereinbarung *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 3halbe Tage; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Gruner:** Einleitung in die theoretische Physik, 1; Optik, 4; Molekulare Wärmetheorie, 3; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Köstler:** Einführung in die allgemeine Mechanik, 1; Elektrische Schwingungen in analytischer und graphischer Darstellung, 1; Anwendung der Mathematik auf Biologie: Korrelation, Erblichkeit, 2; Höhere Mathematik für Naturwissenschaftler, 2.

Universität Bonn. **Konen:** Experimentelle Mechanik, 3; Experimentelle Wärmelehre, 2; Physikalische Übungen für Anfänger, halbtägig, für Fortgeschrittene, ganztägig; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Proseminar (mit Pflüger, Grebe, Szivessy, Mecke), 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Pflüger, Grebe, Szivessy und Mecke), 2 *g*. — **Pflüger:** Theorie der Elektrizität, 5. — **Grebe:** Einführung in die theoretische Physik: Mechanik, 3; Anleitung zu selbständigen Arbeiten aus der Physik der Röntgenstrahlen, tägl. *g*. — **Szivessy:** Technische Physik: Mechanik, 3, Übungen, 1 *g*. — **Mecke:** Einführung in das Physikalische Praktikum für Anfänger, 1; Kinetische Gastheorie, 2. — **Wéver:** Einführung in die Physik der Metalle und ihrer Legierungen, 2. — **Dannemann:** Abschnitte aus der Wissenschaftsgeschichte: Physik, Chemie und ihre Beziehungen zur Philosophie und Technik, 1, Übungen, nach Vereinbarung *g*.

Technische Hochschule Braunschweig. **Diesselhorst:** Experimentalphysik I: Elektrizität und Magnetismus, 4; Vektorrechnung, mit Anwendungen, insbesondere aus der Mechanik, 1; Ausgewählte Abschnitte aus der theoretischen Physik, 2; Physikalisches Praktikum I und II (mit Rusch); Physikalisches Kolloquium (mit Rusch), 14tägig, 2 *g*. — **Bergwitz:** Elektrische Leitung in Gasen, 2; Elektronisch-radiologisches Praktikum, 1 Nachmittag. — **Lübcke:** Schallstrahlung und Raumakustik, 1; Akustische Meßmethoden, mit Übungen, für Fortgeschrittene, 1 *g*; Technisch-physikalische Arbeiten, nach Vereinbarung *g*. — **Rotzoll:** Flugmeteorologie, 2. — **Rusch:** Ausgewählte Kapitel aus der Atomphysik I: Experimentelle Tagesfragen, 1; Physikalische Meßmethodik und Experimentiertechnik, mit Übungen, 1.

Universität Breslau. **Schaefer:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, Atomphysik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Senftleben, Bergmann und Kohn), 3 oder 6, für Mediziner, Pharmazeuten und Landwirte (mit Senftleben, Bergmann und Kohn), 3, für Fortgeschrittene (mit Steubing, Senftleben, Bergmann und Kohn), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Reiche, Steubing, Waetzmann), 2 *g*. — **Steubing:** Allgemeine Meteorologie, 1; Physikalische Meßmethoden und Meßtechnik für Fortgeschrittene, 2; Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Reiche:** Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 5, Uebungen, 1 *g*; Seminar über Quantenmechanik, nach Vereinbarung *g*. — **Jüttner:** Einführung in die theoretische Physik II, 2. — **Senftleben:** Allgemeine Mechanik, 4; Seminar über Atomphysik (mit Kohn), 2 *g*. — **Bergmann:** Einführung in die Technik der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, mit Demonstrationen, 2. — **Groß:** Schulphysik II: Ausgewählte Kapitel aus Magnetismus, Elektrizität, Optik, 1; Uebungen in der Ausführung physikalischer Experimente im Schulunterricht, 2. — **Kohn:** Grundlagen und Methoden der Temperaturmessung, 2. —

Technische Hochschule Breslau. **Waetzmann:** Experimentalphysik I, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3; Physikalisches Zwischenpraktikum, 6; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Schaefer), 2; Physikalisches Seminar, nach Vereinbarung. —

Technische Hochschule Brünn. **Lohr:** Allgemeine und technische Physik: Elektromagnetische Erscheinungen und Optik, 3½; Technische Physik, II: Elektromagnetische Erscheinungen, 3; Physikalisches Praktikum, 4 und 3. — **Schoklitsch:** Meteorologie und Klimatologie, 3.

Bergakademie Clausthal. **Valentiner:** Experimentalphysik I: Mechanik starrer, flüssiger,

gasförmiger Körper, Wellenlehre, Elektrizität und Magnetismus, 4; Physikalisches Praktikum, 3; Praktikum im Röntgen-Laboratorium für Metallforschung (mit Becker), 2; Physikalische Grundlagen der Wärmetechnik: Technische Wärmelehre, 2; Physikalisches Kolloquium (mit König), 2 *g*; Anleitung zu selbständigen wissenschaftlichen Arbeiten (mit Rössiger und Becker), ganztägig. — **Rössiger:** Meßmethoden der angewandten Geophysik, 1; Geophysikalisches Praktikum, 2.

Technische Hochschule Danzig. **Bartels:** Theoretische Mechanik, 4, Übungen, 2 *g*. — **Buchwald:** Experimentalphysik I, 5; Kleines physikalisches Praktikum (mit Wolf), 3¾; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Bartels), tägl., II, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Bartels), 1 *g*. — **Kalähne:** Einführung in die Radio- und Elektrophysik, 1; Photographie und Reproduktionsverfahren, 1, Übungen, für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, tägl.; Allgemeine Schwingungstheorie, mit Demonstrationen, 2; Großes radio- und photophysikalisches Praktikum, tägl.; Radio-Praktikum I und II, 4. — **Koschmieder:** Wetterkunde, 2, Übungen, 2; Meteorologisches Kolloquium, 2 *g*. — **Wolf:** Demonstrationspraktikum für künftige Studienräte, 8; Einführung in das kleine physikalische Praktikum, 1; Handfertigkeitspraktikum, 4.

Technische Hochschule Darmstadt. **Rau:** Experimentalphysik unter besonderer Berücksichtigung der technischen Anwendungen: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, Wärme, Schwingungslehre, einschließlich Akustik, Geometrische Optik, Farbenlehre, Wellenlehre des Lichtes, 5; Physikalische Übungen, 3 Nachmittage, für Fortgeschrittene, 4 halbe Tage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik, nach Vereinbarung; Physikalisches Kolloquium, 1 *g*; Werkstattkurs, 3. — **Zeißig:** Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrostatik, Elektrische Ströme, Optik, 3; Physikalische Meßkunde und Apparatebau, 2; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, 1—2; Kolloquium in technischer Physik (mit Reutlinger), 1; Arbeiten aus der technischen Physik, nach Vereinbarung. — **Baerwald:** Theorie der Wärme, Thermodynamik und kinetische Theorie der Materie, 4, Seminar, 2; Quantentheorie der Materie und der Strahlung, 2, Seminar, 2. — **Knipping:** Einführung in das Gebiet der Röntgenstrahlen, 2, Übungen, 1; Röntgenseminar für Fortgeschrittene, 1 *g*; Röntgenpraktikum, für Anfänger, 3; Selbständige Arbeiten auf dem Röntgengebiet, tägl. außer Sonnabend; Physikalisches Seminar für Fortgeschrittene, 2 *g*. — **Reutlinger:** Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik IV: Magnetismus und Elektrizität, 2; Einführung in das technisch-physikalische Beobachten und Verarbeiten der Beobachtungen, 1; Neuere Instrumente der Meteorologie und Aerologie, 1. — **Herzberg:** Einführung in die moderne Spektroskopie und ihre Bedeutung für die Chemie, 2. — **Georgii:** Spezielle Flugmeteorologie, 2; Spezielle Klimatologie, 2; Theoretische Meteorologie, 1; Flugmeteorologisches Kolloquium, 2; Flugmeteorologisches Praktikum, Meßflüge, Wetterkundliche Übungen, 2. — **Limmer:** Photographische Übungen A, für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 6, B, für Anfänger und Fortgeschrittene, 3; Photographisches Kolloquium, 1 *g*; Grundlagen der Photographie, 2; Photographische Optik und Projektionskunde, 1; Theorie und Praxis der technischen Kopierverfahren, mit Übungen, 1.

Technische Hochschule Dresden. **Dember:** Experimentalphysik I, 5; Physik für Bauingenieure, 4; Physikalisches Praktikum I, 3 und 6, II, einschließlich Laboratoriumstechnik, 9; Praktikum für größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Physikalisches Kolloquium (mit Toepler und Wiarda), 1 *g*. — **Toepler:** Theoretische Physik: Optik, 3, Übungen, 1; Elektrizitätsdurchgang durch Gase, 2; Größere physikalische Arbeiten, ganztägig; Hochspannungspraktikum, ausgewählte Aufgaben für Fortgeschrittene, 6; Kolloquium über Strahlenforschung (mit Wiedmann und Saupe), 1 *g*. — **Wiarda:** Einführung in die Zahlentheorie, 3; Moderne Quantentheorie, 2. — **Wiedmann:** Röntgenstrahlen und ihre technische Verwendung, 1; Röntgentechnische und spektroskopische Übungen, 3 und 6; Selbständige Arbeiten, ganztägig. — **Alt:** Spezielle Klimatographie von Mittel- und Südeuropa, 1; Allgemeine Meteorologie, 2. — **Goldberg:** Ausgewählte Kapitel der Kinematographie, insbesondere Tonfilm, Fernkinematographie, Rapidkinematographie, 1 *g*. — **Klughardt:** Berechnung optischer Systeme II: Trigonometrische Durchrechnung und Fehlerkorrektur, 2; Die Photometer, 1. — **Kneschke:** Randwertprobleme der mathematischen Physik, 2; Das Keplerproblem, 1. — **Luther:** Photographie, 2; Photographisches Praktikum für Anfänger, 4 und 8, für Fortgeschrittene, 4; Selbständige Arbeiten, 2, 4, 8, 12, ganz- und halbtägig; Physikalisches und anorganisch-chemisches Kolloquium (mit E. Müller), 1 *g*.

Universität Erlangen. **Gudden:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, Atomphysik, 5; Besprechung physikalischer Tagesfragen (mit Reiger, Rump und Kohl), 1 *g*; Übungen im Beobachten und Messen für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, 20; Übungen in physikalischen Vorführungen, 5 *g*; Übungen in schriftlicher und mündlicher Darlegung (Seminar), für Fortgeschrittene (mit Kohl), 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig. — **Reiger:** Theoretische Physik: Mechanik, 4, Übungen, 1; Übungen zur theoretischen Physik, 1; Wissenschaftliche Arbeiten, 40. — **Rump:** Physik der Röntgenstrahlen, 1 *g*; Übungen im Messen der Röntgenstrahlen, 2 *g*; Einführung in die Tiefenbehandlung mit Röntgenstrahlen (mit Wintz), 1 *g*. — **Kohl:** Ausgewählte Abschnitte der Physik III: Elektrizität, 2; Wissenschaftliche Arbeiten, ganztägig.

Haus der Technik Essen. **Gabor:** Die ultravioletten Strahlen, ihre biologischen Wirkungen und Anwendungen. — **zur Nedden:** Ergebnisse und Ziele der Weltkraftkonferenz. — **Borchardt:** Technik und Wirtschaftlichkeit der Gasverflüssigung. — **Rogowski:** Kathodenoszillograph, Wanderwellen und Überspannungen. — **Wever:** Anwendung der Röntgenstrahlen im Betriebe und in der Forschung. — **Schenck:** Physikalisch-chemische Fragen der Stahlherstellung. — **Gerdien:** Forschung und ihre Auswirkung in der Elektrotechnik. — **Banneitz:** Über den gegenwärtigen Stand des Fernsehens.

Universität Frankfurt a. M. **Wachsmuth:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Ionisation der Gase, 1; Repetitorium der Experimentalphysik I, 1; Physikalisches Kolloquium

(mit Madelung und Meißner), 14tägig, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, tägl.; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten (mit Meißner), tägl. — **Madelung:** Allgemeine Mechanik, 4; Besprechung spez. Probleme der theoretischen Physik, 1; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Meißner:** Astrophysik II, 2; Astrophysikalisches Praktikum, 3; Optische Instrumentenkunde, 1; Höhere Experimentalphysik IV: Atomphysik, 3, Ergänzungen, 1. — **Lanczos:** Theoretische Akustik, 2. — **Mauz:** Elektrische Meßgeräte und Meßverfahren, 2. — **Rajewsky:** Einführung in die Physik der Röntgenstrahlen, 1½; Seminar über biophysikalische Strahlenforschung, 1. — **Seddig:** Die Photographie und ihre Anwendung II, 14tägig, 2; Optische Meß- und Prüfverfahren, 1; Photographisches Praktikum, 4 oder 8; Leitung selbständiger Arbeiten auf dem Gebiete der wissenschaftlichen Photographie, tägl.; Photographisches Kolloquium, 14tägig, 1; Photographisches Praktikum, 2; Projektions-Übungen und Übungen im Anstellen von Vorlesungsversuchen, 14tägig, 2. — **Déguisne:** Der elektrische Gleichstrom, 3, Ergänzung, 2; Die elektrische Gleichstrom-Maschine, 1; Kolloquium über angewandte Physik, 14tägig, 2; Kleines elektrotechnisches Praktikum, 3 oder 6; Großes elektrotechnisches Praktikum, 6 halbe Tage; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. — **Dessauer:** Einführung in die medizinische Physik I: Grundlagen, Mechanik, Wärmelehre, 1½; Kolloquium für medizinische Physik: Lektüre und Besprechung neuerer Arbeiten und Probleme des Gebietes (mit Rajewsky), 2; Wissenschaftliche Arbeiten für Fortgeschrittene, tägl. — **Gramberg:** Technische Thermodynamik und Technische Meßmethoden, 1½. — **Linke:** Allgemeine Klimatologie, 2; Meteorologische Optik, 1; Meteorologisch-geophysikalisches Kolloquium (mit Stüve und Mügge), 2; Selbständige Arbeiten Fortgeschrittener, halbtägig; Meteorologisch-geophysikalische Übungen für Fortgeschrittene (mit Mügge), 2. — **Mügge:** Geophysikalische Aufschlußmethoden, 1; Schwere, 1; Seminar über synoptische Meteorologie (mit Stüve), 2. — **Baur:** Theorie und Beobachtungstatsachen der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation, 1.

Bergakademie Freiberg. **Aeckerlein:** Experimentalphysik, 4; Physikalische Übungen, 2. — **Brion:** Elektrotechnik, 3; Elektrotechnische Übungen, 2; Elektrotechnisches Kolloquium, 2. — **Papperitz:** Aktuelle Probleme der mathematischen Physik, 1.

Universität Freiburg i. Br. **Mie:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5, Mathematische Ergänzungen, 2; Physikalische Übungen für Naturwissenschaftler, 6; Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Kast), 6, II: Technische Physik, 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig; Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium (mit v. Hevesy), 2 *g*. — **Bühl:** Experimentalphysik III b: Atomphysik, 3; Photographie mit Übungen, 3. — **Kast:** Technische Physik II: Mechanik und Wärme, 3. — **Koenigsberger:** Relativitätstheorie mit Übungen, 2; Kinetische Gastheorie und Statistik, mit Übungen, 2 *g*; Kugel- und Zylinderfunktionen, 1; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, ganztägig. — **Cohn:** Wellentheorie des Lichtes, 3. — **Hammer:** Elektrizität in Gasen, 1. — **Lyon:** Photographische Meßmethoden, 1. — **v. Hevesy:** Elektrochemie: Physikalische Chemie II, 2; Radioaktivität, 1; Physikalisch-chemische Übungen, für Chemiker, halbtägig, für Nichtchemiker, 5; Selbständige Arbeiten auf dem Gebiet der physikalischen Chemie; Kolloquium über neuere chemische Arbeiten für Vorgerücktere (mit Staudinger), 1 *g*. — **Böhm:** Kolloidchemie, 1. — **Seith:** Physikalisch-chemische Prinzipien in der chemischen Technologie, 1.

Universität Freiburg (Schweiz). **Joye:** Experimentalphysik, 5, Ergänzungen, 2, Repetitorium, 1, Übungen für Mediziner, 3; Physikalisches Laboratorium für Pharmazeuten, 4, für Anfänger, 12, für Fortgeschrittene und Untersuchungsarbeiten, tägl. außer Sonnabend. — **Brasey:** Elektrische Messungen, 2.

Universität Gießen. **N. N.:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Cermak), 6 und 3; Leitung selbständiger physikalischer Arbeiten (mit Cermak), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Jaffé und Cermak), 14tägig, 2; Meteorologie I; Meteorologisches Kolloquium (mit Klute), 14tägig, 2. — **Cermak:** Übungen und Demonstrationsversuche und Behandlung einfacher theoretischer Hausaufgaben, 14tägig, 2 *g*; Höhere Experimentalphysik: Elektrische Leitung in Gasen, 1; Handfertigkeitspraktikum, 3. — **Uller:** Einführung in die Theorie des elektrischen Gleich- und Wechselstroms, 2; Einführung in die Fluglehre, 1; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl. — **Jaffé:** Mechanik kontinuierlich verbreiteter Massen, 3; Quantenmechanik, 2; Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten für theoretische Physik, tägl. — **Lihotzky:** Grundlagen der Lichttechnik, 1; Kolloquium über optische Instrumente, 1 *g*.

Universität Göttingen. **Franck:** Physikalisches Praktikum für Mediziner und Chemiker, 4, für Physiker, 7; Physikalisches Seminar (mit Born), 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Born, Pohl und Reich), 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Born:** Theorie der Wärme, 4, Übungen, 1; Seminar über Struktur der Materie (mit Hilbert), 2 *g*. — **Pohl:** Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Hertz:** Einführung in die theoretische Physik, 4, Übungen, 1; Philosophische Voraussetzungen der Naturwissenschaften, 2. — **Heitler:** Theorie des Elektrons, 2. — **Nordheim:** Elektronentheorie der Metalle, 2. — **Goetz:** Die Physik der Einkristalle, 1. — **Oldenberg:** Anregung von Spektren, 1. — **v. Hippel:** Atombau und Röntgenstrahlen, 1. — **Cario:** Ausgewählte Kapitel der Optik, mit Experimenten, 1; Physikalisches Proseminar (Ergänzung zum Praktikum) (mit v. Hippel), 2. — **Reich:** Elektrische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, mit Experimenten, 2; Elektrophysikalisches Praktikum, 3; Seminar über angewandte Elektrizität, 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten auf dem Gebiet der angewandten Elektrizität, tägl. — **Prandtl:** Aeromechanik, 4; Besprechung von Fragen der angewandten Mechanik, einschließlich Hydro- und Aerodynamik (mit Betz, Schuler, Prager und Busemann), 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten auf dem Gebiete der angewandten Mechanik, tägl. — **Betz:** Grundlagen der Luftfahrt, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. —

Busemann: Strömungen mit Überschallgeschwindigkeit, 1. — **Schuler**: Die Ausgleichung der Beobachtungsfehler in Physik und Astronomie, 2. — **Prager**: Mechanikpraktikum für Fortgeschrittene, 3. — **Angenheister**: Einführung in die Geophysik, 1; Meteorologie, Statik der Atmosphäre, 1 *g*; Geophysikalisches Seminar, 2 *g*; Geophysikalisches Praktikum, tägl. nachmittags *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. *g*. — **Hilbert**: Natur und Denken, 1.

Universität Graz. Benndorf: Experimentalphysik: Wärmelehre, 3; Physikalisches Rechnen, 2; Physikalische Übungen für Anfänger I (mit Rumpf), 6, II, 9; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. außer Sonnabend; Besprechung physikalischer Fragen (mit Radakovic und Heß), 2. — **Heß**: Experimentalphysik I, 5, Repetitorium, 2. — **Rumpf**: Röntgen- und Elektronenstrahlen, 2. — **Rosenberg**: Methodik des Unterrichts in der Physik, 1; Übungen in der Anstellung physikalischer Schulversuche, 2. — **Radakovic**: Mechanik, 5; Seminar für theoretische Physik, 2. — **Brell**: Vektorenrechnung mit Übungen, 3; Wellenmechanik und Quantenmechanik (Fortsetzung), 2. — **Hillebrand**: Physik der Fixsterne, 3; Bau des Fixsternsystems, 2. — **Schedler**: Theoretische Meteorologie, 3; Erdmagnetismus und Polarlicht, 3.

Technische Hochschule Graz. Kohlrausch: Physik I: Optik, 3 und 5, II: Wärmelehre, 3 und 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus den Gebieten der chemischen Physik; Physikalisches Praktikum, 6.

Universität Greifswald. Krüger: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 3; Anleitung zu selbständigen physikalischen Untersuchungen, tägl.; Besprechung neuerer physikalischer Arbeiten (Kolloquium) (mit Seeliger), 1½ g. — **Seeliger**: Hydrodynamik, 2; Kinetische Theorie der Materie, 2; Physikalische Rechenübungen, 1; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, tägl. — **Reinkober**: Interferenz und Polarisation des Lichtes, 1; Seminaristische Übungen zur reinen und angewandten Physik (mit Backhaus), 2. — **Backhaus**: Wechselstrom, 2; Praktikum zur angewandten Elektrizitätslehre, 3; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen auf dem Gebiet der angewandten Physik, tägl.

Universität Halle. Hoffmann: Experimentalphysik II, 4; Optik II, 1; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 6, für Mediziner, 3, für Landwirte und Pharmazeuten, 2; Physikalisches Proseminar, 2; Physikalisches Kolloquium, 2; Anleitung zu selbständigen physikalischen Arbeiten, tägl. — **Smekal**: Elektrizität und Magnetismus, 4; Elastizität der Kristalle II, 1; Seminar für theoretische Physik, 2; Anleitung zu selbständigen theoretischen und experimentellen physikalischen Arbeiten, tägl.

Universität Hamburg. Koch: Experimentalphysik II: Wärme, Elektrizität, 4; Physikalisches Praktikum (mit Goos, Minkowski und Müller), 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Lenz, Möller und Stern), 2. — **Lenz**: Mechanik II, mit Übungen, 4; Einführung in die Wellentheorie der Materie, 1; Theoretisch-physikalisches Vortragsseminar (mit Stern), 2. — **Gordon**: Thermodynamik, 2. — **Minkowski**: Kristalloptik, 2. — **Goos**: Spektroskopie, 1. — **Unsöld**: Strahlungstheorie, mit Anwendung auf Sternatmosphären, 2; Physikalisches Proseminar (mit Estermann und Minkowski), 2. — **Müller**: Anleitung zur Ausführung von physikalischen Schulversuchen, 4. — **Möller**: Wechselstromtechnik, mit Übungen und Demonstrationen, 3; Behandlung von Schwingungsaufgaben mit komplexen Amplituden, 1; Elektrotechnisches Praktikum, 5; Elektrische Maschinen, mit Demonstrationen, 1. — **Estermann**: Fragen aus dem Grenzgebiet zwischen Physik und Chemie, 2. — **Jensen**: Sonnentätigkeit, Vulkanausbrüche und Lichterscheinungen in der Erdatmosphäre, 1; Tatsachen und Theorien der atmosphärischen Polarisation, 1; Kosmophysikalisches Kolloquium, 2. — **Salzmann**: Glasblasen, 4. — **Schwaßmann**: Astrophysik II: Photometrie der Gestirne, 1. — **Wigand**: Geophysikalisches Kolloquium (mit Schott, Schulz, Tams und Kuhlbrodt), 14tägig, 1½; Atmosphärische Elektrizität und Optik, 2; Meteorologisches Praktikum, 4; Meteorologisches Vortragsseminar, 14tägig, 2; Aerophysikalische Forschungsarbeiten, halb- und ganztägig. — **Tams**: Grundzüge der Erdbebenforschung, 2; Seismische Übungen, 2; Seminar über die Physik der festen Erde, 14tägig, 2. — **Schulz**: Der Atlantische Ozean und seine Nebenmeere, 2; Meereskundliches Vortragsseminar, 1½; Meereskundliches Praktikum, 4. — **Kuhlbrodt**: Wetterdienstübungen, 14tägig, 2.

Technische Hochschule Hannover. Precht: Experimentalphysik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 und 6; Arbeiten im physikalischen Laboratorium, für Fortgeschrittene, ganz- und halbtägig; Physikalisches Kolloquium (mit Herweg und Fues), 2. — **Fues**: Theoretische Physik, 3, Übungen, 2; Sondergebiete der Physik, 1; Seminar über Fragen der neueren Physik, 2; Grundzüge der höheren Mathematik für Chemiker I und II, 2. — **Seilkopf**: Wetter und Wettervorhersage, 1, Übungen, 1. — **Herweg**: Drahtlose Telegraphie und Telephonie I, 2; Photographie, 2; Photographisches Praktikum, 3; Hochfrequenzpraktikum, 4 und 3; Arbeiten im Hochfrequenzlaboratorium, für Fortgeschrittene, 6, halb- und ganztägig; Hochfrequenz-Kolloquium, 2. — **Hase**: Temperaturmessung, 1; Praktikum für Wärmetechnik, 3; Anleitung zu selbständigen wärmemesstechnischen Arbeiten verbunden mit Seminar.

Universität Heidelberg. Lenard: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Praktikum (mit Becker und Schmidt), 6; Physikalisches Seminar und theoretisch-physikalische Übungen (mit Becker), 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten im physikalischen und radiologischen Institut (mit Becker u. Schmidt), tägl. außer Sonnabend. — **Becker**: Theoretische Mechanik, 4. — **Schmidt**: Radiologie: Der Bau der Materie, 2; Phosphoreszenz und Fluoreszenz, 1. — **Peppler**: Synoptische Meteorologie: Wettervoraussage, 2.

Landwirtschaftliche Hochschule Hohenheim. Back: Experimentalphysik, einschließlich Meteorologie und Klimatologie I, 4, Ergänzung, 1 *g*; Radio-Praktikum, 14tägig, 1 *g*; Physikalische

Übungen, 2; Physikalische und meteorologische Arbeiten für Vorgeschrittene, nach Vereinbarung, *g*.

Universität Innsbruck. **Lerch:** Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum (mit Tagger), 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 10 *g*; Farbenlehre, 1 *g*. — **March:** Mechanik I, 5; Seminarübungen, 2 *g*. — **Sonvico:** Übungen aus Gleich- und Wechselstromtechnik, 2 *g*. — **Wagner:** Allgemeine Meteorologie, 4; Luft- und Wolkenelektrizität, 1; Wissenschaftliche Arbeiten für Fortgeschrittene, 10 *g*.

Universität Jena. **Wien:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 4; Physikalisches Praktikum (mit Hanle), 6, 4 und 3, für Fortgeschrittene (mit Joos und Hanle), 9; Leitung physikalischer Spezialaufgaben (mit Auerbach, Straubel, Joos und Hanle), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Esau, Joos und Jentzsch), 2 *g*. — **Joos:** Atommechanik und Theorie der Spektren, 3, Übungen (mit Wessel), 1; Theorie der Wärmestrahlung und Quantentheorie, 2; Theoretisch-physikalisches Seminar (mit Wessel), 1 *g*; Anleitung zu selbständigen theoretisch-physikalischen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Proseminar (mit Hanle), 1 *g*. — **Hanle:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene: Wärme, Optik, 2; Radioaktivität und Röntgenstrahlen, 1; Handfertigkeitspraktikum, 6. — **Wessel:** Kinetische Theorie der Flüssigkeiten und festen Körper, 2. — **Esau:** Gleichstrommechanik, 3; Technische Akustik, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 3; Großes technisch-physikalisches Praktikum, tägl.; Technisch-physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Bauersfeld:** Flugmechanik, 1. — **Sieberg:** Ergebnisse und Methoden der Geophysik in ihrer Bedeutung für Geologie und Geographie I, 1; Erdbebenkundliches Praktikum, *g*; Anleitung zu selbständigen erdbebenkundlichen Arbeiten, tägl. *g*; Erdbebenkundliches Kolloquium, 14tägig, *g*. — **Meisser:** Einführung in die angewandte Geophysik, 1; Geophysikalisches Praktikum: a) Einführung in die Instrumentenkunde der geophysikalischen Aufschließungsmethoden (mit Hecker), 2 *g*, b) Allgemeine geophysikalische Untersuchungen (mit Hecker), 2 *g*; Anleitung zu selbständigen geophysikalischen Untersuchungen (mit Hecker), tägl. — **Siedentopf:** Geschichte des Mikroskops, 1. — **Jentzsch:** Einführung in die wissenschaftliche Mikroskopie, mit Übungen, 2; Wellenoptik II: Dispersion, Metalloptik, Kristalloptik, mit Demonstrationen, 3; Praktikum der optischen Untersuchungsmethoden, 4; Leitung selbständiger Arbeiten, tägl.; Optisches Seminar, 14tägig, 2 *g*. — **Köhler:** Projektion und Projektionsapparate, 1.

Technische Hochschule Karlsruhe. **Gaede:** Experimentalphysik A, 3; Physik II A, 2; Physikalisches Laboratorium, 6, für Maschineningenieure, 3; Optisches Laboratorium für Vorgeschrittene (mit Riede), 6; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, nach Vereinbarung. — **Peppler:** Synoptische Meteorologie; Probleme der Wettervoraussage, 2; Meteorologische Übungen, 2 und 4. — **Brüderlink:** Theorie der elektromagnetischen Störungen, 2. — **Riede:** Technische Optik B: Wellen- und Strahlungslehre, 2. — **Thomälen:** Theorie der Wechselströme I, 2, Übungen, 1. — **Scheel:** Die Entladungs- und Steuerungsgesetze der Elektronenröhren, ihre Berechnung, Konstruktion und Herstellung, Meßtechnik, 2. — **Weigel:** Grundzüge der physiologischen Optik, 2.

Universität Kiel. **N. N.:** Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 4; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgeschrittene, 8; Forschungsarbeiten (mit Kossel), tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel und Zahn), 1½ *g*. — **Zahn:** Ergänzungen zur Experimentalphysik, 2. — **Kossel:** Optik und Theorie der Wärmestrahlung, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Fragen der theoretischen Physik, für Vorgeschrittene, 1 *g*. — **Martienssen:** Einführung in die Elektrotechnik, 2. — **Schmidt:** Anleitung zu physikalischen Schulversuchen, 1.

Universität Köln. **Rinkel:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Wärme 4; Physikalisches Anfänger-Praktikum, 7; Großes Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene, 28. — **Försterling:** Mechanik, 4, Übungen (mit Malsch), 1; Wissenschaftliche Arbeiten für theoretische Physik, tägl.; Kolloquium über neuere Arbeiten aus dem Gebiete der Physik (mit Rukop), 2 *g*. — **Rukop:** Technische Elektrizitätslehre II: Elektrische Schwingungen, Ausbreitung usw., 4, Seminar, 1; Wissenschaftliche Untersuchungen für Fortgeschrittene, tägl. — **Malsch:** Spezielle Kapitel aus der Mechanik, 1. — **Lassen:** Elektrische Ausgleichsvorgänge, 2.

Universität Königsberg. **Kaufmann:** Experimentalphysik II: Magnetismus und Elektrizität, 4; Physikalisches Praktikum (mit Gans), für Physiker und Mathematiker, 6, für Chemiker, 3; Physikalisches Kolloquium (mit Gans und Kretschmann), 14tägig, 2 *g*; Physikalisches Proseminar, 14tägig, 2 *g*. — **Gans:** Theorie des Lichtes, 4; Übungen zur theoretischen Physik, 1 *g*; Physikalisches Seminar (mit Kretschmann), 14tägig, 2 *g*; Selbständige Arbeiten in theoretischer und experimenteller Physik für Fortgeschrittene, ganztägig. — **Steinke:** Experimentalphysik II: Elektrizität, 2, Übungen, 2; Elektrische Schwingungen, 2. — **Stuart:** Atombau, 1. — **Kretschmann:** Ausgewählte Abschnitte der Atomphysik, 4. — **Reichenbächer:** Physik der Fixsterne, 2; Einführung in die mathematische Behandlung naturwissenschaftlicher Aufgaben, nach Vereinbarung. — **Errulat:** Erdmagnetismus, 2; Besprechung meteorologischer und geophysikalischer Arbeiten, 14tägig, 2 *g*.

Universität Leipzig. **Debye:** Experimentalphysik II: Licht, Magnetismus, Elektrizität, 5; Höhere Physik, experimentelle und mathematische Ergänzungen zur allgemeinen Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum (mit Möbius und Kämpf), 3, 6, 9, für Fortgeschrittene (mit Marx, Schiller, Karolus, Möbius und Kämpf), 3 halbe Tage, für Mediziner, Veterinärmediziner, Zahnärzte und Pharmazeuten (mit Möbius und Kämpf), 3; Selbständige physikalische Arbeiten (mit Marx, Schiller, Karolus, Möbius und Kämpf), tägl.; Seminar über die Arbeiten des Instituts, 2 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Heisenberg), 1½ *g*. — **Heisenberg:** Quantentheorie des festen Körpers, 3; Seminar über die Struktur der Materie (mit Hund), 2 *g*; Selbständige theoretisch-physikalische Arbeiten (mit Hund und Schmidt), tägl. — **Hund:** Theoretische Physik II: Wärmelehre, 4, Übungen, 1 *g*. — **Marx:** Röntgenstrahlen und γ-Strahlen, 2; Radiologisches Praktikum, 2. — **Schiller:** Technische Wärmelehre, 2. — **Karolus:** Elektrotechnik I: Gleichstrom, 2, Praktikum, 3. — **Möbius:** Elektronen, Atome, Moleküle,

2. — **Kaempf:** Orthochromatische und Farben-Photographie, 1. — **Schmidt:** Mechanik der Kontinua, 2. — **Weickmann:** Ausgewählte Kapitel aus der Dynamik und Thermodynamik der Atmosphäre, 2; Bioklimatische und geophysikalische Erscheinungen, 2 *g*; Arbeiten im Geophysikalischen Institut, tägl. *g*; Geophysikalisches Praktikum, besonders für Geographen, 3; Geophysikalisches Kolloquium, 2 *g*.

Universität Marburg. **Grüneisen:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 4, Ergänzungen, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Mediziner (mit Tomaschek), 3; für Anfänger (mit Tomaschek), 6, für Fortgeschrittene: Leitung wissenschaftlicher Arbeiten (mit Schulze und Tomaschek), tägl. — **Schulze:** Einführung in die theoretische Physik: Mechanik, Elektrizität, Optik, 2; Mechanik II: Elastizitätstheorie und Hydrodynamik, 5; Die physikalischen Grundlagen der Musik, 1; Theoretisch-Physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Tomaschek:** Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Grundlagen der Relativitätstheorie, 2. — **Berek:** Grundlagen der praktischen Optik, 2.

Universität München. **Gerlach:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, Magnetismus, 5; Physikalische Übungen, 4 oder 8, Ergänzungskurs, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Schütz), tägl.; Übungen für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Seminar, 14tägig, 1½ *g*; Seminar über neuere Fragen der Experimentalphysik (mit Rüchard und Schütz), 1½ *g*. — **Sommerfeld:** Theorie der Elektrodynamik, 4, Übungen, 2 *g*; Seminar, 2 *g*; Ausgewählte Fragen der Quantentheorie, für Vorgeschrittene, 2. — **Schmauss:** Meteorologie I, 4, Meteorologisches Seminar, 1 *g*. — **Graetz:** Analytische Mechanik, 4, Übungen, 1; Einleitung in die theoretische Physik I, 4. — **Rüchardt:** Höhere Experimentalphysik III: Elektromagnetische Schwingungen und Wellen, Interferenzoptik, 1½; Seminar über neuere Fragen der Experimentalphysik, 14tägig, 1½ *g*. — **Kirchner:** Experimentelle und theoretische Grundlagen der neueren Atomphysik, 3; Elektronen und Elektronenwellen, 2. — **Schütz:** Ausgewählte Kapitel aus der Optik, 1. — **Bechert:** Kinetische Gastheorie, 2; Quantentheorie der Bandenspektren, für Fortgeschrittene, 2.

Technische Hochschule München. **Zenneck:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Optik, Magnetostatik, Elektrostatik, Elektrische Ströme, 6; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene (mit Kulenkampff), halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Kulenkampff), ganztägig. — **v. Angerer:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene IV: Atomphysik, 2. — **Fischer:** Grundzüge der Physik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 3; Elektron- und Atombau, mit Versuchen, 2; Praktisch-physikalische Übungen, 4; Einführung in die wissenschaftlichen Methoden der Physik: Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 8. — **Emden:** Ausgewählte Kapitel der theoretischen Physik, Übungen, 2; Meteorologie und Klimatologie, 2. — **Kulenkampff:** Besprechung ausgewählter Fragen der neueren Physik, 1. — **Kühl:** Die Brille als optisches Instrument, 2. — **Dieckmann:** Drahtlose Telegraphie und Telephonie, 3, Übungen, 1; Luftelektrizität, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der angewandten Physik, halb- oder ganztägig. — **Huber:** Meteorologie und Ingenieurwissenschaften, 1; Die klimatischen Verhältnisse Bayerns unter besonderer Berücksichtigung des Alpengebietes, 1. — **Knoblauch:** Anwendungen der Thermodynamik auf physikalisch-chemische Erscheinungen, 2, Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Physik, nach Vereinbarung. — **Reiher:** Schalltechnik, 1; Wärme- und Schallschutz im Bau- und Wohnungswesen, 1. — **Nusselt:** Heizung und Lüftung, 3.

Universität Münster. **Schmidt:** Experimentalphysik: Elektrizität und Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Durau), 3 oder 6, für Mediziner, 3; Physikalisches Halbpraktikum für Fortgeschrittene, tägl. außer Sonnabend, Vollpraktikum für Fortgeschrittene, tägl.; Physikalisches Seminar (mit Durau), 14tägig. — **Kratzer:** Elektrodynamik, 4, Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel der Hydrodynamik, 3; Theoretisch-physikalisches Seminar, 2; Seminar über Atombau, 2. — **Siemens:** Elektrotechnik I: Starkstromtechnik, mit Versuchen und Lichtbildern, 2. — **Durau:** Physik und Technik des Hochvakuums, 1.

Universität Prag. **Rausch-Traubenberg:** Experimentalphysik I, 5; Einführung in die Physik, 5; Physikalisches Praktikum, 3 bzw. 6 *g*; Physikalisches Kolloquium (mit Frank und Fürth), 2 *g*; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, ganztägig *g*. — **Frank:** Mechanik der Massenpunkte und starren Körper, 3; Einführung in die Relativitätstheorie, 2; Seminar für theoretische Physik, 2; Das physikalische Weltbild im Wandel der Zeiten, 2. — **Fürth:** Einführung in die theoretische Physik III, 5, Übungen, 3; Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 2, Übungen, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Vorgeschrittene, theoretisch und experimentell, ganztägig *g*. — **Blüh:** Physikalische Optik, 2; Besprechung über Physik und Technik des Hochvakuums, 2 *g*. — **Pollak:** Allgemeine Geophysik des festen Erdkörpers, 3; Physik der Sonnen- und Himmelsstrahlung, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, *g*.

Technische Hochschule Prag. **Tuma:** Physik: Reine Mechanik, 3 und 5; Technische Physik, 3; Physikalisches Praktikum, 3 und 6. — **Lichtenecker:** Quantentheorie und Atomphysik, 2. — **Körner:** Wärmelehre der Gase, 2.

Universität Rostock. **Füchtbauer.** Experimentalphysik: Elektrizität, Wärme, 2; Physikalische Übungen, 8; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl.; Physikalisches Seminar (Kolloquium) (mit Jordan, Kunze und Weizel), 14tägig, 1½ *g*. — **Jordan:** Theoretische Optik, mit Übungen, 4; Beispiele zur Wellenmechanik, 2. — **Falckenberg:** Allgemeine Meteorologie, 1; Meteorologisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Meteorologisches Praktikum für Anfänger, 4, für Fortgeschrittene, tägl. — **Kunze:** Neue physikalische Forschungsergebnisse, 1; Abschnitte aus der technischen Physik, 1. — **Weizel:** Spektroskopische Chemie: Spektralanalyse, Röntgendiagramme, unstabile Verbindungen, 1; Photoelektrische und Photochemische Vorgänge, 1.

Technische Hochschule Stuttgart. **Regener:** Physik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3, III: Elektrizität, 3; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 6; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Ewald), 1½. — **Braunbek:** Physikalische Messungen, zur Einführung in das physikalische Praktikum, 2; Der elektrische Durchbruch, 2. — **Ewald:** Theoretische Physik I: Mechanik, 4, Übungen, 1; Einführung in die mathematische Behandlung der Physik, 2; Anleitung zu Arbeiten auf dem Gebiet der theoretischen Physik, nach Vereinbarung; Seminar über Atomphysik, 1½. — **Hückel:** Einführung in die Lehre von den Spektren I: Atomspektren, 2; Das periodische System der Elemente im Licht der Atomtheorie, 2, Übungen, 1. — **N. N.:** Kristalloptik, 1. — **Glocker:** Röntgentechnik, 2; Röntgenpraktikum für Anfänger, 3, für Fortgeschrittene, 3; Übungen zur Materialprüfung mittels Röntgenstrahlen, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im Röntgenlaboratorium, ganztägig. — **Dehlinger:** Aufbau und Technologie kristalliner Stoffe: Metallphysik, 1. — **Kleinschmidt:** Einführung in die Meteorologie, 2.

Universität Tübingen. **Geiger:** Experimentalphysik: Elektrizität, Optik, 4; Physikalische Übungen für Anfänger (mit Gerthsen), 4, für Mediziner (mit Gerthsen), 3, für Fortgeschrittene, 8; Wissenschaftliche Untersuchungen, ganztägig; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Gerthsen:** Experimentelle Grundlagen der Quantentheorie, 2. — **Landé:** Thermodynamik, 4; Quantentheorie, 2.

Landwirtschaftliche Abteilung Weihenstephan. **Frank:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Elektrizität I, 4; Angewandte Physik, mit Übungen, 3; Physikalische Übungen für Landwirte, 2; Übungen in Hochfrequenzmeßtechnik: Radiotechnik, 14tägig, 1; Witterungskunde, 1.

Universität Wien. **Jäger:** Elektrizität, 5; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl.; Besprechung neuerer Arbeiten, 1 *g*. — **Meyer:** Radioaktivität, 3; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener im Radiuminstitute, tägl. *g*. — **Ehrenhaft:** Experimentalphysik, 5, Theoretische Ergänzungen, 1 *g*, Demonstrationsergänzungen, 1 *g*; Seminar, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Schweidler:** Experimentalphysik, 5, Demonstrationsergänzung, 1 *g*; Mittelschul-Experimentier-Praktikum, 6; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, tägl. *g*. — **Thirring:** Theoretische Optik, 5; Seminar für theoretische Physik, 1 *g*; Proseminar für theoretische Physik, 1 *g*. — **Haschek:** Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum, 6, für Vorgeschrittene, 12; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Kottler:** Mechanik, 5. — **Przibram:** Experimentelle Atomistik, 3. — **Haas:** Die Elektronentheorie der Metalle, 1. — **Flamm:** Partielle Differentialgleichungen der Physik I, 3. — **Kirsch:** Die experimentelle Erforschung des Atombaues, 2. — **Stetter:** Verstärkerröhren, 2. — **Mattauch:** Über die Wechselwirkungen zwischen Strahlung und Materie, 2. — **Conrad:** Besprechung der neueren Literatur auf dem Gebiete der Geophysik, Meteorologie und Klimatologie, 2; Methoden der Klimatologie I, 2.

Technische Hochschule Wien. **Mache:** Physik: Optik, Wärmelehre, 2; Experimentalvorlesung über Elektrizität und Magnetismus, 3; Physikalische Optik, 2; Physikalisches Praktikum II, 30 und 4. — **Flamm:** Physik, 2; Geometrische Optik, 2; Elektromagnetische Lichttheorie, 2; Partielle Differentialgleichungen der Physik, 3; Übungen im physikalischen Rechnen II, 1. — **Aigner:** Physik, 3 und 1½; Elektroakustik und Elektrooptik, 2. — **v. Hofe:** Über Mikroskope, 2. — **Bauer:** Rechenmethoden der theoretischen Physik: Integralgleichungen, 2; Kinetische Gastheorie, 1. — **Hiecke:** Beleuchtungstechnik, 3. — **Schmidt:** Wetter- und Klimalehre, 1½.

Universität Würzburg. **Harms:** Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Optik, 4; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler und Mathematiker, 6; Praktikum für Fortgeschrittene, 4; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, tägl. — **Ott:** Elektrodynamik, mit Übungen, 4; Aufbau der festen Körper, 1½; Einführung in die Quantenphysik, 2.

Universität Zürich. **Meyer:** Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Ergänzungen, 1, Seminar (mit Bär), 2 *g*; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 3½, für Vorgerücktere, halbtägig; Ausführung selbständiger wissenschaftlicher Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Wentzel), 2 *g*. — **Wentzel:** Proseminar für theoretische Physik; Seminar für theoretische Physik. — **Ratnowsky:** Tensoranalysis, 2. — **Bär:** Übungen im Demonstrieren von Schulexperimenten, 2; Elektrische Schwingungen, 1.

Technische Hochschule Zürich. **Scherrer:** Physik I, 4, Repetitorium, 1; Magnetismus, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger (mit Tank), 4, 6, 8, für Vorgerücktere, 4, 8, 12, 24; Physikalisches Kolloquium (mit Pauli und Tank), 2; Leitung wissenschaftlicher Arbeiten, 8, 12, 24. — **Pauli:** Optik und Elektronentheorie, 3, Übungen, 1; Wellenmechanik mit Übungen, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in theoretischer Physik, 12, 24. — **Tank:** Experimentalphysik II, 4, Repetitorium, 1; Drahtlose Telegraphie und Telephonie, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in Physik, 8, 12, 24; Radiotechnisches Praktikum, 8, 12, 24. — **Rüst:** Photographie I, 2; Kinematographie, 1; Photographisches Praktikum, 2. — **Weinstein:** Zweidimensionale Hydrodynamik, 3.

Tagesereignisse.

Deutsche Gesellschaft für Metallkunde. Die 13. Hauptversammlung findet am 8. bis 10. November 1930 im Ingenieurhaus Berlin statt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Bergakademie Freiberg Dr. R. Höltje für anorganische und analytische Chemie, an der Universität Münster Dr. H. Kraut für Chemie.

Gestorben: Der a. o. Professor der Astronomie an der Universität Berlin Dr. Adolf Marcuse.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.